

# Untersuchung des Wärmeübergangs beim Zweiwalzen-Gießverfahren

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Michael Thiemann  
aus Osnabrück

genehmigt von der Fakultät für Natur- und Materialwissenschaften  
der Technischen Universität Clausthal

Tag der mündlichen Prüfung  
19.11.2010

---

Dekan: Prof. Dr. rer. nat. A. Wolter

Hauptberichterstatter: Prof. Dr.-Ing. W. Pluschkell

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. G. Frommeyer (†,07.02.2010) und Prof. Dr.-Ing. K.-H. Tacke

Die Arbeit wurde im Max-Planck-Institut für Eisenforschung GmbH in Düsseldorf und in der Technischen Universität Clausthal angefertigt.

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Eisenforschung GmbH in Düsseldorf. Für die Anfertigung dieser Dissertation, die Bereitstellung der dazu notwendigen technischen Mittel und der Finanzierung danke ich der Max-Planck-Gesellschaft und dem Institut.

Dem kommissarischen Leiter der Abteilung für Metallurgie und Prozesstechnik, Herrn Dr. rer. nat. A. R. Büchner danke ich für die Themenstellung, die fachliche Betreuung und die Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit.

Für die freundliche Übernahme des Referats danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Pluschkell, Institut für Metallurgie der Technischen Universität Clausthal.

Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Frommeyer, vom Max-Planck-Institut für Eisenforschung GmbH, der unerwartet am 7. Februar 2010 verstarb und Prof. Dr.-Ing. K.-H. Tacke von der Dillinger Hüttenwerke AG, danke ich für die Übernahme des Koreferates.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie. Ohne ihre Unterstützung und Begleitung wäre mein beruflicher Werdegang nicht möglich gewesen.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Stand des Wissens</b>	<b>11</b>
2.1	Wärmeübergang und Wärmewiderstand . . . . .	11
2.2	Definition des Wärmeübergangskoeffizienten . . . . .	15
2.3	Methoden zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten . . . . .	20
2.3.1	Auswertung von Temperaturmessungen . . . . .	21
2.3.2	Auswertung von Sekundärdendritenarmabständen . . . . .	21
2.3.3	Auswertung von Versuchsparametern . . . . .	22
2.3.4	Abschätzung von Zwischenschichtdicken . . . . .	24
2.4	Möglichkeiten der Beeinflussung des Wärmeübergangskoeffizienten . . . . .	25
2.4.1	Variierung der Gießgeschwindigkeit . . . . .	26
2.4.2	Verwendung unterschiedlicher Umgebungsgase . . . . .	27
2.4.3	Einstellung unterschiedlicher Oberflächenrauigkeiten . . . . .	29
2.4.4	Veränderung der Schmelzzusammensetzung . . . . .	31
2.4.5	Verwendung unterschiedlicher Kokillenwerkstoffe . . . . .	32
2.4.6	Aufragung von Oberflächenbeschichtungen . . . . .	34
2.4.7	Veränderung des Staudrucks . . . . .	35
2.4.8	Veränderung des mechanischen Drucks . . . . .	35
2.4.9	Veränderung des Gasdrucks . . . . .	35
2.5	Zeitabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Aufbau der Gießversuche</b>	<b>39</b>
3.1	Temperaturmessung in Gießwalzen und Kokillenwänden . . . . .	39
3.2	Bandgießversuche . . . . .	42
3.2.1	Bereitstellung der Schmelze . . . . .	43
3.2.2	Zuführung der Schmelze . . . . .	43
3.2.3	Zusammensetzung der Schmelze . . . . .	44
3.2.4	Gießwalzen . . . . .	44
3.2.5	Prozessdatenerfassung . . . . .	45
3.3	Steiggießversuche . . . . .	46
3.3.1	Schmelzofen und Schmelzenzufuhr . . . . .	46
3.3.2	Kokillenwände . . . . .	48
3.3.3	Prozesssteuerung und Temperaturmessung . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Durchführung der Gießversuche</b>	<b>49</b>
4.1	Bandgießversuche . . . . .	49
4.1.1	Massenstrom . . . . .	49
4.1.2	Temperatur der Schmelze . . . . .	50
4.1.3	Zusammensetzung der Schmelze . . . . .	52

---

4.1.4	Temperatur und Geschwindigkeit der Walzen . . . . .	52
4.1.5	Anstellkraft der Gießwalzen . . . . .	54
4.1.6	Dicke und Oberfläche des Bands . . . . .	54
4.2	Steiggießversuche . . . . .	56
4.2.1	Temperatur der Schmelze . . . . .	56
4.2.2	Anstiegsgeschwindigkeit der Schmelze . . . . .	57
4.2.3	Temperaturen der Kokillenwände . . . . .	57
<b>5</b>	<b>Auswertung der Gießversuche</b>	<b>59</b>
5.1	Berechnung von Temperatur und Wärmestromdichte . . . . .	59
5.2	Abschätzung des zulässigen Zeitbereichs für die Berechnungen . . . . .	63
5.3	Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten . . . . .	66
5.4	Berechnung erstarrungsrelevanter Parameter . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Ergebnisse der Gießversuche und Diskussion</b>	<b>69</b>
6.1	Temperatur und Temperaturanstieg . . . . .	69
6.2	Wärmestromdichte . . . . .	73
6.3	Wärmeübergangskoeffizient . . . . .	78
6.3.1	Zeitlicher Verlauf . . . . .	79
6.3.2	Einfluss der Gießgeschwindigkeit . . . . .	87
6.3.3	Einfluss der Oberflächenrauigkeit . . . . .	90
6.3.4	Einfluss des Umgebungsgases . . . . .	92
6.3.5	Einfluss des Titangehalts der Schmelze . . . . .	95
6.4	Wärmeübergang und Erstarrungsprozess . . . . .	101
6.4.1	Einfluss auf das Primärgefüge . . . . .	101
6.4.2	Einfluss auf das Sekundärgefüge . . . . .	102
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>111</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>113</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>121</b>

# 1 Einleitung

Das endabmessungsnahe Gießen dünner Stahlbänder nach dem Zweiwalzen-Gießverfahren geht zurück auf Sir Henry Bessemer, der 1891 in seinem Vortrag vor den Mitgliedern des britischen Iron and Steel Instituts in London eine senkrecht nach unten gießende Maschine, zur Herstellung von endlosem Band aus schmiedbaren Eisen oder Stahl direkt aus dem flüssigen Metall, vorschlug [1, 2]. Das Verfahrensprinzip geht aus Abbildung (1.1) hervor. Beim Zweiwalzen-Gießverfahren wird Schmelze von oben in den Bereich zwischen zwei gegensinnig rotierende Gießwalzen eingebracht (Pool).

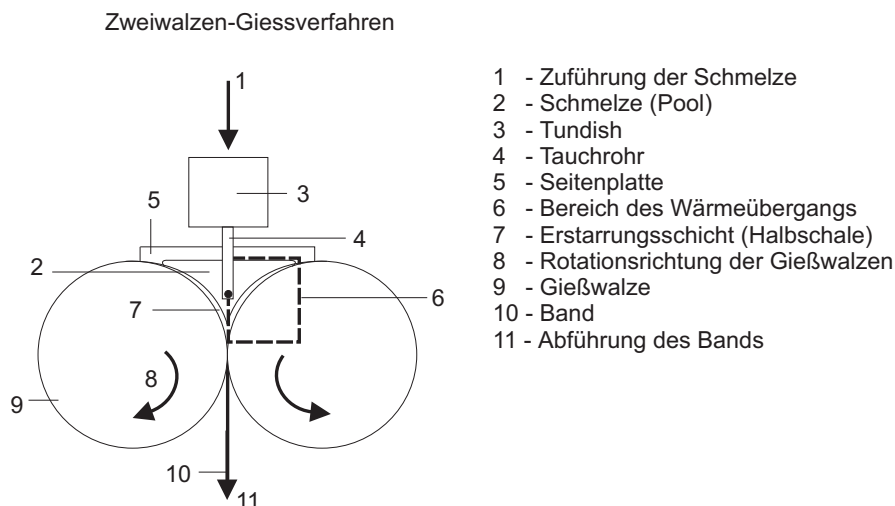


Abbildung 1.1: *Schematische Darstellung des Zweiwalzen-Gießverfahrens*

Die Schmelze gibt dabei Wärme an die Gießwalzen ab. An den Oberflächen der Walzen bilden sich dünne Erstarrungsschichten, die im engsten Punkt zwischen den Walzen durch die Anstellkraft zu einem Band miteinander verbunden werden.

Bessemer's Vorschlag besticht noch heute durch die Einfachheit des Verfahrens. Dennoch hat es 100 Jahre gedauert, bis erste Schritte in Richtung einer industriellen Nutzung unternommen wurden. Verantwortlich dafür ist unter anderem, dass der Einsatz des Zweiwalzen-Gießverfahrens eine präzise Steuerungs- und Regelungstechnik erfordert [3]. Ohne diese ist die Poolhöhe zeitlich nicht konstant [4] und der Wärmeübergang an der Oberfläche der Gießwalzen ungleichmäßig [5], das Band ist infolge dessen ungleichmäßig dick und seine Oberfläche fehlerhaft [6].

Das Zweiwalzen-Gießverfahren ist seit mehr als 30 Jahren Gegenstand intensiver Forschung [7, 8]. Zentrale Thematik ist, neben der Zuführung von Schmelze in den Pool [9], der Wärmeübergang von der erstarrenden Legierung in die Gießwalzen [10, 11]. Die physikalischen Bedingungen für den Wärmeübergang unterteilen den Pool in zwei Bereiche. In Abbildung (1.2) ist der obere Bereich des Pools dargestellt. Hier bilden sich relativ

dünne Erstarrungsschichten auf den Oberflächen der Gießwalzen, die im durcherstarrten Bereich auch als Halbschalen bezeichnet werden können. Dieser Bereich wird als Sumpf bezeichnet [12].

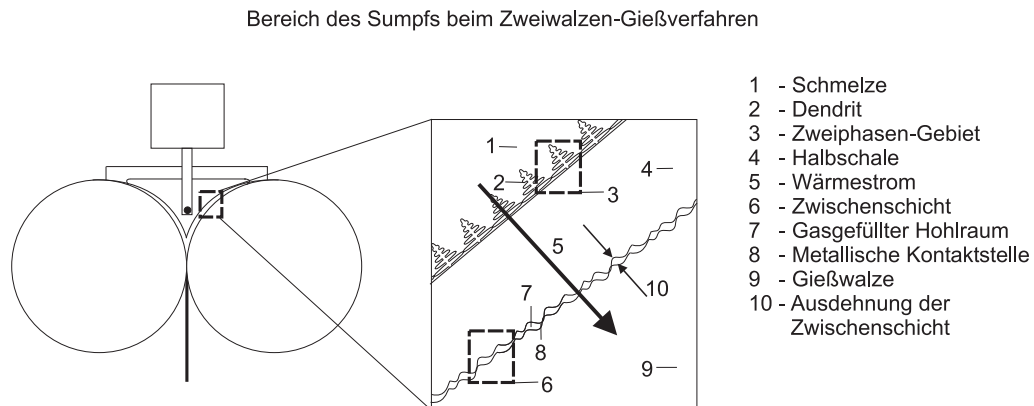


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Sumpfs (Zweiwalzen-Gießverfahren)

Abbildung (1.3) zeigt den unteren Bereich des Pools. Hier berühren sich die Halbschalen. Sie werden über die Anstellkraft der Gießwalzen zusammengefügt und dabei auf die Walzenoberflächen gepresst. Im Vergleich zum Sumpf ist dadurch der Wärmeübergang erhöht. Dieser Bereich wird als Stumpf bezeichnet [13]. Das abgeführte Band weist eine Dicke von weniger als 2,5 mm auf.

Die Oberflächen der Halbschalen und Gießwalzen sind mikroskopisch rau und stehen nur an wenigen Stellen miteinander in wärmeleitendem Kontakt. Die Menge und Gleichmäßigkeit, mit der die Wärme während des Gießprozesses abgeführt wird, ist entscheidend für die Innen- und Oberflächenqualität des gegossenen Bands [10, 14–16].

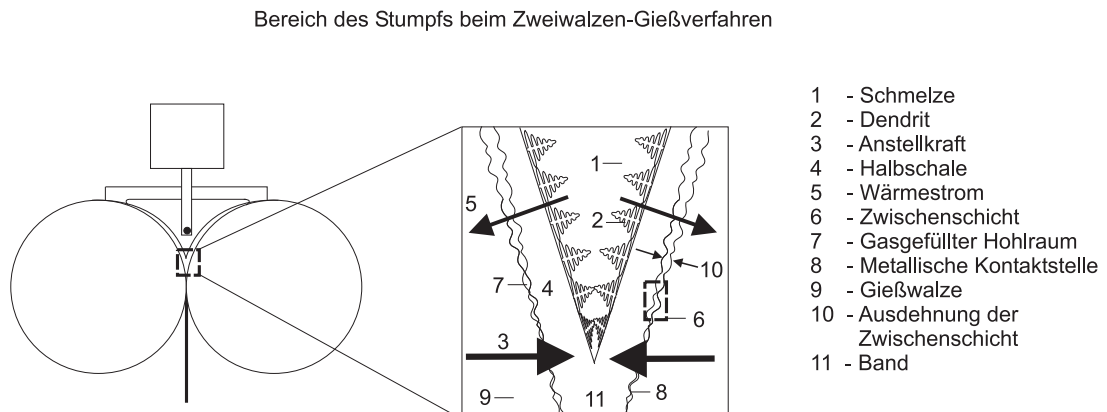


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des Stumpfs (Zweiwalzen-Gießverfahren)

Der Wärmeübergang hängt im Wesentlichen von der Ausdehnung der Zwischenschicht ab. Beiträge zum Wärmeübergang liefern die Wärmestrahlung, die Wärmeleitung durch das Umgebungsgas und die Wärmeleitung über metallische Kontaktstellen. Die ungleichmäßige Ausdehnung der Zwischenschicht und die Unterschiede in den Wärmeleitfähigkeiten zwischen erstarrender Legierung, Kokillenwerkstoff und Umgebungsgas führen zu einem ortsabhängigen Widerstand, der dem Wärmeübergang entgegenwirkt. Der Kehrwert des Wär-

mewiderstands charakterisiert die thermische Leitfähigkeit und wird als Wärmeübergangskoeffizient bezeichnet [17]. Die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten ist schwierig, weil er nicht direkt gemessen werden kann [18]. Für die Untersuchung des Wärmeübergangskoeffizienten stehen verschiedene experimentelle Methoden zur Verfügung, die aber vergleichsweise aufwendig und ungenau sind. In der Literatur wird der Wärmeübergangskoeffizient daher in der Regel als Mittelwert über die Berührzeit innerhalb des Pools angegeben [5, 13, 19, 20]. Die genaue Kenntnis des Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Zeit und in Abhängigkeit von den Gießbedingungen ist für die numerische Simulation des Gießwurzprozesses unentbehrlich [10, 21–23]. Die Entwicklung von Simulationsmodellen auf der Grundlage eines umfassenden Verständnisses der physikalischen Vorgänge während der Erstarrung [24, 25] ist ein zentrales Thema der Forschung auf dem Gebiet der Metallurgie und Prozesstechnik [26–30].

Die vorliegende Arbeit beschreibt die experimentelle Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Zweiwalzen-Gießverfahren. Anhand des Wärmeübergangskoeffizienten soll der Einfluss des Wärmeübergangs auf den Erstarrungsprozess während des Bandgießens niedrigkohlenstoffhaltiger Stähle untersucht werden. Die Bearbeitung dieser Aufgabe erfolgt in fünf Schritten:

#### 1. Stand des Wissens

Zunächst ist eine Literaturrecherche durchzuführen und der Stand des Wissens zum Wärmeübergang und seines Einflusses auf den Erstarrungsprozess metallischer Schmelzen zu erarbeiten, siehe Kapitel (2).

#### 2. Aufbau der Gießanlagen

Für die Untersuchung des Wärmeübergangskoeffizienten sind die experimentellen Voraussetzungen zu schaffen. Dazu gehört die Erweiterung der bestehenden Zweiwalzen-Gießanlage mit einer geeigneten Messeinrichtung.

Die Bandgießversuche werden durch Steiggießversuche ergänzt. Für die Durchführung dieser Versuche ist eine Steigkokille zu entwerfen, aufzubauen und im Kessel eines Vakuuminduktionsofens in Betrieb zu nehmen, siehe Kapitel (3).

#### 3. Durchführung der Gießversuche

Die Durchführung der Bandgießversuche findet mit unterschiedlichen Gießgeschwindigkeiten, verschiedenen Walzenwerkstoffen und Oberflächenrauigkeiten der Gießwalzen statt. Als Schmelze kommt eine niedrigkohlenstoffhaltige Stahlsorte mit und ohne Titan als Mikrolegierungselement zum Einsatz.

Die Durchführung von Steiggießversuchen erfolgt im geschlossenen Kessel eines Vakuuminduktionsofens unter Luft oder Helium. Darüber hinaus werden Gießversuche durchgeführt, bei denen die Oberflächenrauigkeit der Kokillenwände, der Kokillenwerkstoff und die Zusammensetzung der Schmelze wie beim Bandgießen variiert werden. Während der Gießversuche wird die Temperatur in den Gießwalzen oder Kokillenwänden gemessen, siehe Kapitel (4).

#### 4. Auswertung der Gießversuche

Um den Aufwand bei der Temperaturmessung möglichst gering zu halten, ist für die Auswertung der Gießversuche eine Methode zu entwickeln, um den Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Zeit und den Gießbedingungen aus der gemessenen Temperatur an einer Stelle innerhalb der Gießwalze oder der Kokillenwand berechnen zu können. Die Auswertung dient darüber hinaus der Bestimmung

der für den Erstarrungsprozess relevanten Parameter Abkühlrate, Wachstumsrate und Temperaturgradient an der Erstarrungsfront, siehe Kapitel (5).

#### **5. Ergebnisse der Gießversuche und Diskussion**

In den Auswertungsergebnissen ist der Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Zeit und den Gießbedingungen darzustellen. Der Einfluss des Wärmeübergangs auf den Erstarrungsprozess wird anhand der Abkühlrate, Wachstumsrate und des Temperaturgradienten in Abhängigkeit vom Wärmeübergangskoeffizienten aufgezeigt. Die Ergebnisse der Berechnungen sind durch metallographische Untersuchungen an Bändern und Blöcken zu ergänzen. Die Diskussion der Ergebnisse erfolgt auf der Grundlage dessen, was bisher über den Wärmeübergang während des Erstarrungsprozesses in der Literatur bekannt ist, siehe Kapitel (6).

## 2 Stand des Wissens

Das vorliegende Kapitel berichtet über den Stand des Wissens zum Wärmeübergang und seines Einflusses auf den Erstarrungsprozess metallischer Schmelzen. Im Folgenden wird zunächst auf den Zusammenhang zwischen Wärmeübergang und Wärmewiderstand eingegangen. Der darauf folgende Abschnitt beschäftigt sich mit dem zentralen Begriff des Wärmeübergangskoeffizienten. Die sich daran anschließenden Abschnitte berichten über verschiedene Methoden zur Bestimmung und Beeinflussung des Wärmeübergangskoeffizienten. Der letzte Abschnitt geht auf den wichtigen Aspekt der Zeitabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten ein.

### 2.1 Wärmeübergang und Wärmewiderstand

Während der Erstarrung wird Wärme durch den Kristallisationsprozess  $Q_{\Delta H}$ , die Abkühlung der Erstarrungsschicht  $Q_T$  und den Abbau der Schmelzüberhitzung  $Q_{\Delta T}$  frei. Die Summe der genannten Einzelbeiträge ergeben zusammen die Wärmemenge  $Q$ , die an die Umgebung abgeführt wird

$$Q = Q_{\Delta H} + Q_T + Q_{\Delta T} \quad (2.1)$$

Der Unterschied zwischen der Temperatur der Schmelze  $T_{Schmelze}$  und der Temperatur des Kokillenwerkstoffs  $T_{Kokille}$  führt zu einem Wärmestrom  $\dot{Q}$ , dessen Größe vom Wärmewiderstand  $R_{Th}$  abhängig ist.

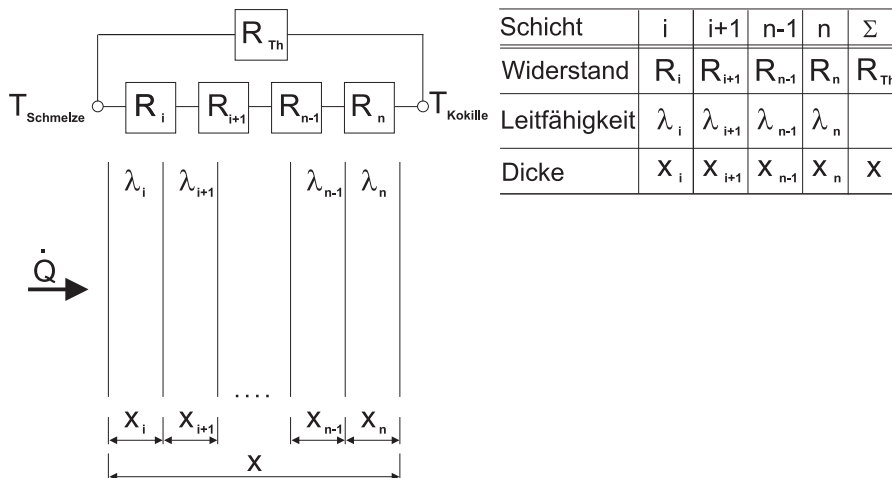


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines wärmedurchflossenen Körpers, der aus parallelen und ebenen Schichten unterschiedlicher Dicke und Wärmeleitfähigkeit aufgebaut ist

In Analogie zur Leitung des elektrischen Stroms wird  $R_{Th}$  als Proportionalitätsfaktor zwischen der Antriebskraft, hier die Temperaturdifferenz  $T_{Schmelze} - T_{Kokille}$  und der Folgegröße, hier  $\dot{Q}$  definiert [31]. Es gilt

$$\dot{Q} = \frac{T_{Schmelze} - T_{Kokille}}{R_{Th}} . \quad (2.2)$$

$R_{Th}$  läßt sich vereinfacht anhand eines wärmedurchflossenen Körpers beschreiben, der aus Schichten unterschiedlicher Dicke und Wärmeleitfähigkeit besteht. In Abbildung (2.1) ist dieser Zusammenhang graphisch dargestellt. Unter der Annahme von  $n$  parallelen und ebenen Schichten folgt  $R_{Th}$  in Analogie zur Reihenschaltung elektrischer Widerstände aus der Summe von  $n$  Einzelwiderständen  $R_i$  nach [32] zu

$$R_{Th} = \sum_{i=1}^n R_i . \quad (2.3)$$

$R_i$  hängt von der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_i$ , der Schichtdicke  $x_i$  und der Querschnittsfläche  $A_i$  ab, durch die  $\dot{Q}$  hindurchtritt [31].  $R_i$  ist

$$R_i = \frac{x_i}{\lambda_i A_i} . \quad (2.4)$$

Die Größe  $x_i$  ist im Allgemeinen eine Variable, die aber auch einen festen Dickenwert annehmen kann. Der Wärmewiderstand der Erstarrungsschicht  $R_S$  ergibt sich entsprechend Gleichung (2.4) aus der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_S$  und der Dicke  $x_S$  der Erstarrungsschicht zu

$$R_S = \frac{x_S}{\lambda_S A_S} . \quad (2.5)$$

Durch den Kontakt zwischen der erstarrenden Legierung und dem Kokillenwerkstoff entsteht eine Zone mit einer vergleichsweise geringen Ausdehnung  $x_G$  und Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_G$  [32].

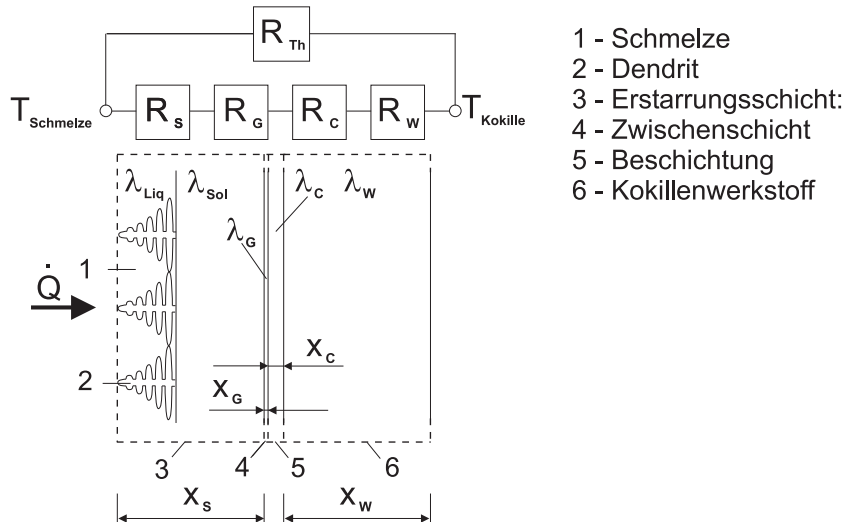


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Wärmetransports von der Schmelze bis in den Kokillenwerkstoff



Diese Zone besitzt eine wichtige Bedeutung für den Wärmeübergang in technischen Gießprozessen [17,33,34]. Verantwortlich dafür ist der Wärmewiderstand dieser Zone  $R_G$ . Dieser ergibt sich zu

$$R_G = \frac{x_G}{\lambda_G A_G} . \quad (2.6)$$

Im Folgenden wird diese Zone als Zwischenschicht bezeichnet. Die Lage der Zwischenschicht zusammen mit der Erstarrungsschicht und einer angenommenen Oberflächenbeschichtung des Kokillenwerkstoffes ist in Abbildung (2.2) schematisch skizziert. Kokillenwerkstoffe werden oft beschichtet, um dadurch eine Erhöhung ihrer Standzeiten zu erzielen. Die Oberflächenbeschichtung stellt in Abhängigkeit von ihrer Dicke  $x_C$ , Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_C$  und Querschnittsfläche  $A_C$  einen zusätzlichen Wärmewiderstand  $R_C$  dar, der sich wie folgt ergibt

$$R_C = \frac{x_C}{\lambda_C A_C} . \quad (2.7)$$

Der Kokillenwerkstoff besitzt den Wärmewiderstand  $R_W$ . Ist  $x_W$  die Dicke des Kokillenwerkstoffes,  $\lambda_W$  seine Wärmeleitfähigkeit und  $A_W$  die Querschnittsfläche über die der Werkstoff Wärme aufnimmt, dann folgt  $R_W$  zu

$$R_W = \frac{x_W}{\lambda_W A_W} . \quad (2.8)$$

Die Berechnung von  $R_S$ ,  $R_G$ ,  $R_C$  und  $R_W$  ist schwierig, da die Größe der Flächen  $A_S$ ,  $A_G$ ,  $A_C$  und  $A_W$  nicht bekannt ist [35]. In der Regel geht man vereinfachend davon aus, dass  $A_S = A_G = A_C = A_W$  ist und bezeichnet die Fläche mit  $A$ . Dann folgt aus Gleichung (2.3) zusammen mit Gleichung (2.5), (2.6), (2.7) und (2.8)

$$A R_{Th} = \frac{x_S}{\lambda_S} + \frac{x_G}{\lambda_G} + \frac{x_C}{\lambda_C} + \frac{x_W}{\lambda_W} . \quad (2.9)$$

Durch den Beschichtungsprozess ist  $x_C$  bekannt. Die Größenordnung von  $x_C$  liegt im Bereich von einigen  $mm$ . Zur Untersuchung von Wärmeübergängen werden oft Thermoelemente eingesetzt, die den Temperaturanstieg im Kokillenwerkstoff nahe der Zwischenschicht messen. Durch die Fertigung der Aufnahmebohrung für das Thermoelement ist die Messposition für die Temperaturmessung und dadurch  $x_W$  bekannt. Um Messfehler bei der Temperaturmessung zu vermeiden, liegen die Messpositionen so nah wie möglich an der Oberfläche über die der Kokillenwerkstoff Wärme aufnimmt [34].  $x_W$  nimmt daher Werte in der Größenordnung von  $mm$  an. Die Wärmeleitfähigkeiten  $\lambda_C$  und  $\lambda_W$  können für Beschichtungswerkstoffe (z.B. Cr, Ni etc.) und Kokillenwerkstoffe (z.B. Cu, CuNi2Be etc.) der Literatur [36–38] entnommen werden. Im Vergleich der Wärmewiderstände  $R_C$  und  $R_W$  mit  $R_S$  und  $R_G$  zeigt sich, dass

$$\frac{x_S}{\lambda_S} + \frac{x_G}{\lambda_G} > \frac{x_C}{\lambda_C} + \frac{x_W}{\lambda_W} . \quad (2.10)$$

ist. Dadurch ergibt sich aus Gleichung (2.9) näherungsweise

$$A R_{Th} \cong \frac{x_S}{\lambda_S} + \frac{x_G}{\lambda_G} . \quad (2.11)$$

Wenn sich in Bezug auf  $R_S$  und  $R_G$  zeigen läßt, dass

$$\frac{x_S}{\lambda_S} < \frac{x_G}{\lambda_G} . \quad (2.12)$$

ist, dann stellt  $R_G$  die entscheidende Größe dar, die den Wärmeübergang an den Walzenoberflächen beim Bandgießprozess bestimmt [39]. Für die Berechnung von  $\lambda_S$  ist der Aufbau der Erstarrungsschicht zu berücksichtigen [40]. Die Erstarrungsschicht besteht aus Feststoff und interdendritischer Schmelze (Zwei-Phasen-Gebiet). Auf der Seite des Kokillenwerkstoffs besteht die Erstarrungsschicht vorwiegend aus Feststoff. Unmittelbar zu Beginn ist die Erstarrungsschicht vergleichsweise dünn.  $\lambda_S$  ergibt sich entsprechend dem Volumenanteil der Schmelze  $f_{Li q}$  und dem Volumenanteil des Feststoffs  $f_{Sol}$  aus den Wärmeleitfähigkeiten der Schmelze  $\lambda_{Li q}$  und des Feststoffs  $\lambda_{Sol}$  nach [41] zu

$$\lambda_S = f_{Li q} \lambda_{Li q} + f_{Sol} \lambda_{Sol} . \quad (2.13)$$

Der Quotient aus  $R_S$  und  $R_G$  definiert unter der Voraussetzung, dass  $f_{Li q} \gg f_{Sol}$  ist, die so genannte Nusselt-Zahl  $Nu$ . Nach [42, 43] folgt  $Nu$  zu

$$Nu = \left( \frac{R_S}{R_G} \right)_{f_{Li q} \gg f_{Sol}} = \frac{x_S}{x_G} \frac{\lambda_G}{\lambda_{Li q}} . \quad (2.14)$$

Mit  $Nu$  läßt sich der Wärmeübergang anhand der Bedingungen unter denen dieser erfolgt, klassifizieren. Bei  $Nu > 30$  dominiert  $R_S$  den Wärmeübergang.  $R_G$  ist in diesem Fall so gering, dass er keinen wesentlichen Einfluss auf den Wärmeübergang ausübt. In der Erstarrungsschicht bildet sich ein großer Temperaturgradient aus [42]. Ist  $Nu < 0,015$ , dann ist der Temperaturgradient in der Erstarrungsschicht vernachlässigbar gering und  $R_G$  der limitierende Faktor, der die Größe des Wärmeübergangs begrenzt [43].

Setzt man voraus, dass  $f_{Li q} \ll f_{Sol}$  ist, dann definiert der Quotient aus  $R_S$  und  $R_G$  die Biot-Zahl  $Bi$ . Nach [44] folgt  $Bi$  zu

$$Bi = \left( \frac{R_S}{R_G} \right)_{f_{Li q} \ll f_{Sol}} = \frac{x_S}{x_G} \frac{\lambda_G}{\lambda_{Sol}} . \quad (2.15)$$

Nach [45] wird der Wärmeübergang durch die Zwischenschicht kontrolliert, wenn  $Bi \ll 1$  ist und durch die Wärmeleitung innerhalb der Erstarrungsschicht begrenzt, wenn  $Bi > 1$  ist. In Abhängigkeit von  $f_{Li q}/f_{Sol}$  kann anhand von  $Nu$  oder  $Bi$  bezüglich des Wärmeübergangs zwischen

1. idealen Bedingungen ( $Nu > 30$  oder  $Bi > 1$ ) und
2. Newtonschen Bedingungen ( $Nu < 0,015$  oder  $Bi \ll 1$ )

unterschieden werden. Diese Unterscheidung ist eine Hilfsmethode zur Klassifizierung des Wärmeübergangs. Der Begriff des Newtonschen Wärmeübergangs ist Synonym dafür, dass die Zwischenschicht im Wesentlichen den Wärmeübergang begrenzt und die Ausdehnung der Zwischenschicht  $x_G$  unbekannt ist. Die Ausdehnung  $x_G$  ist entscheidend für die Größe von  $R_G$ . Abbildung (2.3) zeigt schematisch den Temperaturverlauf unter idealen und Newtonschen Bedingungen.

Unter idealen Bedingungen geht der Temperaturverlauf ohne große Änderungen durch die Zwischenschicht hindurch, weil  $R_G$  keinen wesentlichen Einfluss auf den Wärmeübergang in der Zwischenschicht und dadurch auf den Temperaturverlauf ausübt. Aufgrund der geringen Ausdehnung genügt es, die Temperatur der Zwischenschicht anhand eines einzelnen Werts, der so genannten Kontakttemperatur  $T_M$ , zu beschreiben. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung (2.3a) dargestellt. Nach [44] folgt  $T_M$  zu

$$T_M = T_{Kokille} + (T_{Schmelze} - T_{Kokille}) \frac{b_{Schmelze}}{b_{Kokille} + b_{Schmelze}} . \quad (2.16)$$

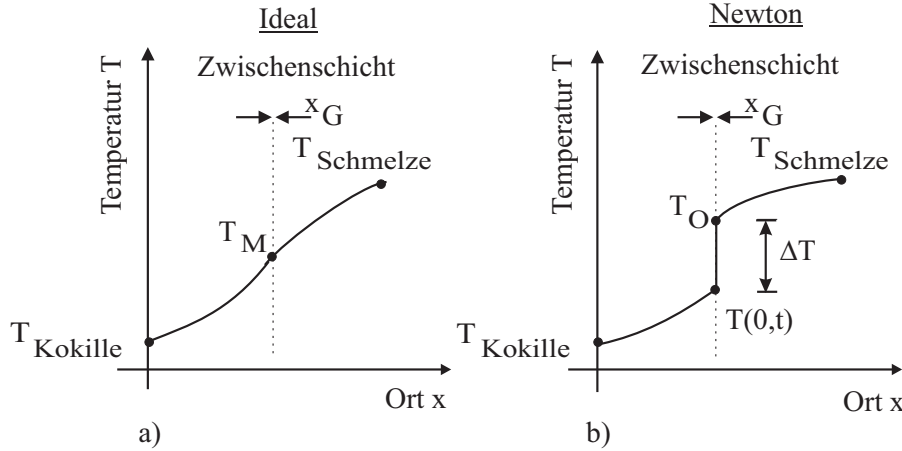


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Temperaturverlaufs (eindimensional) zwischen der Schmelze und dem wärmeabführenden Kokillenwerkstoff unter a) idealen Bedingungen oder b) Newtonschen Bedingungen für den Wärmeübergang; die Lage der Zwischenschicht ist anhand des gepunkteten Linienzugs zu erkennen; die Dicke des Linienzugs symbolisiert die relativ geringe Ausdehnung der Zwischenschicht

In Gleichung (2.16) bezeichnet  $b_{Schmelze}$  den Wärmeeindringkoeffizienten der Schmelze und  $b_{Kokille}$  den Wärmeeindringkoeffizienten des Kokillenwerkstoffs. Dieser ermöglicht die Abschätzung der Größenordnung, in der Wärme von einem Körper in einer bestimmten Zeit nach plötzlicher Erhöhung seiner Oberflächentemperatur aufgenommen wird. Nach [44] ergibt sich der Wärmeeindringkoeffizient, allgemein bezeichnet mit  $b$ , wie folgt

$$b = \sqrt{\lambda \rho c_P} \quad . \quad (2.17)$$

Darin steht  $\rho$  für die Dichte und  $c_P$  für die spezifische Wärmekapazität.

Unter Newtonschen Bedingungen führt  $R_G$  zu einer Differenz zwischen der Temperatur der erstarrenden Legierung  $T_O$  und der Temperatur der Kokillenoberfläche  $T(0,t)$  in der Grenzschicht [46], siehe Abbildung (2.3b). Üblicherweise wird der Temperaturverlauf in der Zwischenschicht linear interpoliert. Aufgrund der geringen Ausdehnung der Zwischenschicht  $x_G$ , erscheint dieser Übergang wie ein Sprung.

## 2.2 Definition des Wärmeübergangskoeffizienten

Betrachtet man den Wärmetransport als einen eindimensionalen Vorgang, dann kann der Wärmetransport durch die Zwischenschicht unter Newtonschen Bedingungen nach [34, 47] mit folgendem Ansatz beschrieben werden

$$\dot{Q}(t) = \alpha_G A_W (T_O(t) - T(0,t)) \quad . \quad (2.18)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\alpha_G$  ist der Wärmeübergangskoeffizient.  $T(0,t)$  bezeichnet die Oberflächentemperatur des Kokillenwerkstoffs und  $T_O(t)$  die Temperatur der erstarrenden Legierung. In Abbildung (2.4) ist die Ausbildung der Zwischenschicht schematisch

dargestellt. Abbildung (2.4a) skizziert die Kontaktierung Schmelze/Walze und Abbildung (2.4b) die Kontaktierung Erstarrungsschicht/Walze. Die erstarrende Legierung steht im Bereich der Zwischenschicht an wenigen Stellen mit dem Kokillenwerkstoff in metallisch wärmeleitendem Kontakt [17, 48, 49]. Diese Stellen befinden sich an den Rauigkeitsspitzen und werden in [13] als Berührflächen  $A_{Metall}$  bezeichnet. In den Hohlräumen zwischen den Rauigkeitsspitzen befindet sich Gas. In diesen Bereichen wird Wärme über Wärmeleitung durch das Gas und Wärmestrahlung dem Kokillenwerkstoff zugeführt.

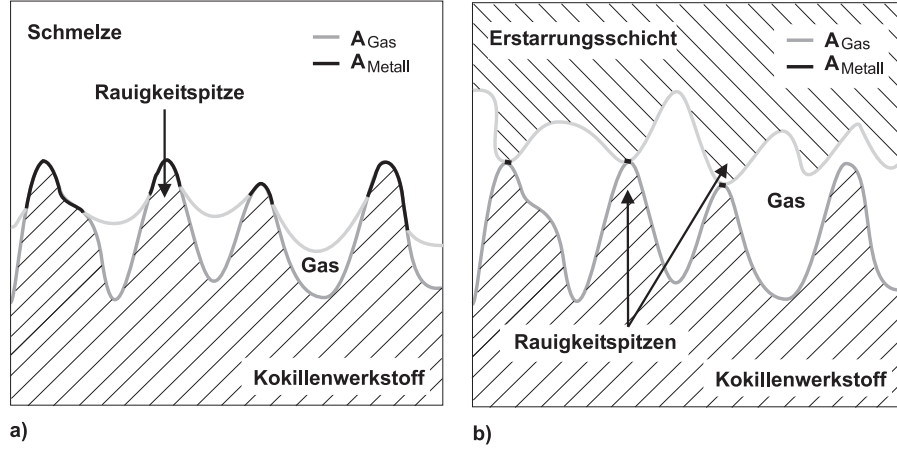


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Zwischenschicht aus a) der Schmelze und der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs oder b) der Erstarrungsschicht und der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs [50]

$\alpha_G$  ergibt sich als Summe aus den genannten Einzelbeiträgen zu

$$\alpha_G = \zeta_{Metall} \alpha_{Metall} + \zeta_{Gas} (\alpha_{Gas} + \alpha_{Strahlung}) . \quad (2.19)$$

In Gleichung (2.19) gewichtet  $\zeta_{Metall}$  den Anteil von  $\alpha_{Metall}$  an  $\alpha_G$ .  $\zeta_{Metall}$  ergibt sich aus  $A_{Metall}$  und der Gesamtfläche  $A_{Metall} + A_{Gas}$  zu

$$\zeta_{Metall} = \frac{A_{Metall}}{A_{Metall} + A_{Gas}} . \quad (2.20)$$

Formal analog gewichtet  $\zeta_{Gas}$  den Anteil von  $\alpha_{Gas} + \alpha_{Strahlung}$  an  $\alpha_G$ .  $\zeta_{Gas}$  ergibt sich aus  $A_{Gas}$  und der Gesamtfläche  $A_{Metall} + A_{Gas}$  zu

$$\zeta_{Gas} = \frac{A_{Gas}}{A_{Metall} + A_{Gas}} = 1 - \zeta_{Metall} . \quad (2.21)$$

$A_{Metall}$  ist die Summe der einzelnen Berührflächen an den Rauigkeitsspitzen, wo Wärme durch direkten wärmeleitenden Kontakt von der erstarrenden Legierung in den Kokillenwerkstoff übergeht.  $A_{Gas}$  bezeichnet die Fläche, über die Wärme durch Gasmoleküle und Strahlung dem Kokillenwerkstoff zugeführt wird, siehe Abbildung (2.4).

$A_{Metall}$  ist in seiner Größe davon abhängig, in welchem Zustand die erstarrende Legierung mit der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs in Kontakt kommt, siehe Abbildung (2.4). Befindet sich die erstarrende Legierung im schmelzflüssigen Zustand, dann kann in Abhängigkeit von der Viskosität und Grenzflächenspannung (Schmelze/Kokille)  $A_{Metall}$  einen höheren Wert erreichen, als wenn die Legierung als Erstarrungsschicht mit der Oberfläche des

Kokillenwerkstoffs in Kontakt kommt.  $A_{Metall}$  steigt durch einen von außen auf die erstarrende Legierung wirkenden Druck an. Beim Zweiwalzen-Gießverfahren ist diese Situation im Bereich des Stumpfs gegeben. Dort werden die Halbschalen durch den Umformdruck auf die Walzenoberflächen gepresst. Der Umformdruck sorgt dafür, dass sich die Anzahl der Berührflächen oder die Größe der bereits vorhandenen Berührflächen erhöht [5, 13]. Die experimentelle Bestimmung von  $A_{Metall}$  wird in der Literatur als schwierig angesehen [35, 48].

Der Wärmetransport innerhalb des Kokillenwerkstoffs erfolgt über Elektronen und Phononen. Er ist von der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Phononen und der Streuung der Elektronen an Ausscheidungen und Gitterbaufehlern abhängig (Matthiesen-Regel) [51].

Der Wärmetransport durch das Gas in der Zwischenschicht basiert zum Teil auf Wärmeleitung, d.h. der Bewegung von Atomen oder Molekülen, die bei Zusammenstößen einen Teil ihrer kinetischen Energie auf den Stoßpartner übertragen und dadurch Wärme von der erstarrenden Legierung zur Oberfläche des Kokillenwerkstoffs transportieren [52]. Die unterschiedlichen thermischen Eigenschaften von Metallen und Gasen führen dazu, dass Metalle deutlich größere Wärmeeindringkoeffizienten  $b$  haben als Gase. Man erkennt daran, dass Metalle in einer bestimmten Zeit mehr Wärme aufnehmen können als Gase. Im Vergleich zu Kupfer mit  $b \approx 3,6 \text{ W s}^{1/2}/\text{cm}^2\text{K}$  [44] nehmen Gase aufgrund ihrer thermischen Eigenschaften bis zu 6000 mal weniger Wärme auf. In Abbildung (2.5) sind die Leitungseigenschaften einiger Gase bei Raumtemperatur und Normaldruck dargestellt. Mit steigender Wärmeleitfähigkeit des Gases  $\lambda_{Gas}$  wird sowohl der Wärmeeindringkoeffizient  $b$  (Abbildung (2.5a)) als auch die Temperaturleitfähigkeit  $a$  (Abbildung (2.5b)) größer. Unterschiede in Wärmeleitungsvorgängen lassen sich mit der Fourier-Zahl  $FO$  kennzeichnen (Fouriersches Ähnlichkeitsgesetz), die nach [53] wie folgt definiert ist

$$FO = a \frac{t}{l^2} . \quad (2.22)$$

Darin bezeichnet  $l$  allgemein eine Länge,  $t$  die Zeit und  $a$  die Temperaturleitfähigkeit, die als ein Maß für die Geschwindigkeit zu verstehen ist, mit der sich Temperaturunterschiede durch Wärmeleitung ausgleichen können [44]. Nach [54] folgt  $a$  zu

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_P} . \quad (2.23)$$

Abbildung (2.5b) zeigt  $a$  als Funktion von  $\lambda_{Gas}$ . Es ist zu erkennen, dass  $a$  mit  $\lambda_{Gas}$  ansteigt. Für Metalle oder Gase nimmt  $a$  Werte zwischen  $0,03$  und  $1 \text{ cm}^2/\text{s}$  an. Bemerkenswert ist, dass die Werte von  $a$  für Metalle und Gase von gleicher Größenordnung sind. Das bedeutet, dass sich Temperaturunterschiede in Metallen oder Gasen gleich schnell ausgleichen können [17, 44].

Das Gas in der Zwischenschicht hat einen wesentlichen Einfluss auf die Größe von  $\alpha_G$  [55–57]. Setzt man voraus, dass die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle größer ist als der Abstand der Flächen über die Wärme ausgetauscht wird und vernachlässigt damit die Wechselwirkung der Gasteilchen untereinander (ideales Gas [31]), dann erfolgt der Wärmetransport proportional zur mittleren Gasteilchendichte  $\rho_{Gas}$ .

Bezeichnet man die Anzahl der Freiheitsgrade mit  $f$  und die Boltzmann-Konstante mit  $k_B$ , dann ergibt sich  $\alpha_{Gas}$  nach [52] zu

$$\alpha_{Gas} = f k_B \sqrt{\frac{2k_B}{\pi m}} \frac{\sqrt{T_O T(0, t)}}{(\sqrt{T_O} + \sqrt{T(0, t)})} \frac{\rho_{Gas}}{2} . \quad (2.24)$$

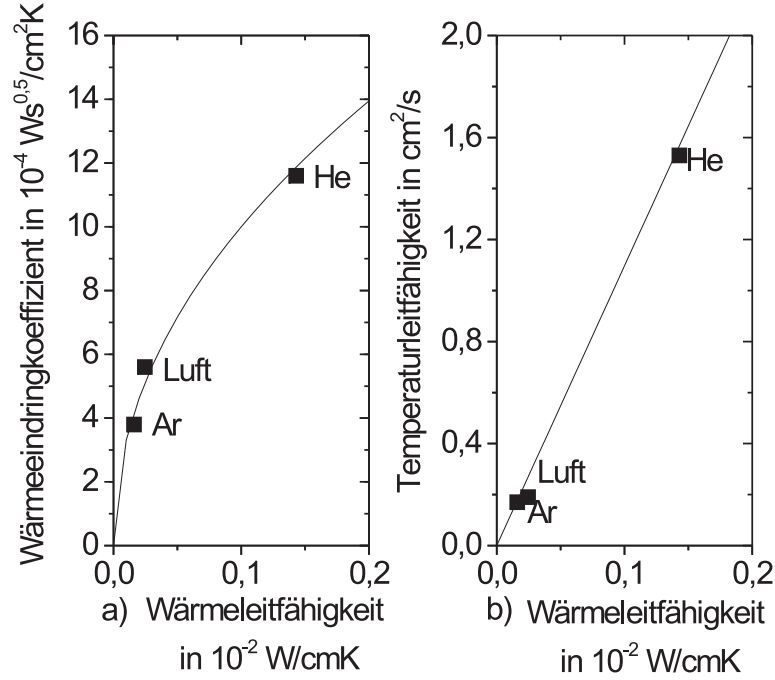


Abbildung 2.5: Darstellung a) des Wärmeeindringkoeffizienten und b) der Temperaturleitfähigkeit unterschiedlicher Gase in Abhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit berechnet aus den Angaben in [58] bei einer Temperatur von  $20^\circ \text{C}$  und einem Druck von 1 bar

Das Gas verhält sich unter diesen Bedingungen wie ein ideales Gas. Geht man im Gegensatz dazu von einer mittleren freien Weglänge aus, die kleiner als der Flächenabstand ist und berücksichtigt die Wechselwirkung der Gasteilchen untereinander (reales Gas [31]), dann verhält sich  $\alpha_{Gas}$  umgekehrt proportional zum Abstand zwischen der erstarrenden Legierung und dem Kokillenwerkstoff  $x$ .  $\alpha_{Gas}$  ergibt sich dann unter Berücksichtigung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{Gas}$  zu

$$\alpha_{Gas} = f k_B \sqrt{\frac{k_B}{\pi m}} \frac{\sqrt{T_O + T(0, t)}}{3\sigma_{Gas}} \frac{1}{x} . \quad (2.25)$$

Ausgehend von einer konstanten Gasteilchendichte läßt sich die Größenordnung der mittleren freien Weglänge von Gasmolekülen der Luft mit  $0,1 \mu\text{m}$  abschätzen [59]. Aufgrund dessen kann Gleichung (2.25) zur Abschätzung von  $\alpha_{Gas}$  und Deutung seines zeitlichen Verlaufs benutzt werden.

Die Wärme, die durch Strahlung in der Zwischenschicht transportiert wird, ist von  $T_O(t)$  und  $T(0, t)$  abhängig. Der Wärmeübergang erfolgt innerhalb der Zwischenschicht in den Hohlräumen zwischen den Rauigkeitsspitzen. Sind diese Hohlräume geschlossen, dann kann Wärmestrahlung weder von außen in die Hohlräume eindringen noch von innen aus den Hohlräumen austreten. Die emittierte Wärmestrahlung steht mit den Wänden im thermischen Gleichgewicht, die die Wärmestrahlung absorbieren (Schwarzer Strahler) [60]. In

diesem Fall ergibt sich der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_{Strahlung}$  nach [54] zu

$$\alpha_{Strahlung} = \sigma \left( \frac{T_O^4 - T(0, t)^4}{T_O - T(0, t)} \right) . \quad (2.26)$$

In Gleichung (2.26) steht  $\sigma$  für die Stefan-Boltzmann-Konstante. Sind die Hohlräume geöffnet, dann hängt der Wärmetübergang zusätzlich vom Emissionsgrad der erstarrenden Legierung  $\epsilon_S$  und des Kokillenwerkstoffs  $\epsilon_W$  ab. In [56] wird zur Abschätzung angenommen, dass die Erstarrungsschicht und der Kokillenwerkstoff sich wie parallele und ebene Flächen gegenüberstehen. Unter diesen Bedingungen ergibt sich für  $\alpha_{Strahlung}$

$$\alpha_{Strahlung} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_S} + \frac{1}{\epsilon_W} - 1} \left( \frac{T_O^4 - T(0, t)^4}{T_O - T(0, t)} \right) . \quad (2.27)$$

Häufig ist die Schwärzung des Kokillenwerkstoffs während des Wärmeübergangs zu beobachten. In diesem Fall kann nach [56] vereinfachend  $\epsilon_W \approx 1$  angenommen werden. In [61] finden sich einige Angaben zu  $\epsilon_S$  von reinen Metallen und Legierungen.

Stehen sich keine parallelen und ebenen Flächen gegenüber, dann beeinflusst zusätzlich die Orientierung und die Lage der Flächen zueinander (geometrische Größen [62]) den Wärmeübergang durch Strahlung. Diese Situation ist beim Zweiwalzen-Gießverfahren im Bereich des Meniskus gegeben. Die gekrümmte Oberfläche des Meniskus  $A_M$  gibt Wärmestrahlung an die Oberfläche der Gießwalze  $A_W$  ab. Der Krümmung von  $A_M$  und  $A_W$  und der Abstand zwischen beiden Flächen, beeinflussen die Größe des Wärmeübergangs durch Strahlung. Dieser Einfluss lässt sich durch den sogenannten Sichtfaktor  $F$  (engl. shape factor [54]) berücksichtigen. Für den Wärmeübergang vom Meniskus zur Walze hin ergibt sich der Sichtfaktor zu

$$F_{A_M \rightarrow A_W} = \frac{1}{\pi A_M} \int_{A_M} \int_{A_W} \frac{\cos \beta_M \cos \beta_W}{|\vec{r}|^2} dA_M dA_W . \quad (2.28)$$

In Gleichung (2.28) steht  $|\vec{r}|$  für den Betrag des Abstandsvektors  $\vec{r}$  zwischen  $A_M$  und  $A_W$ ;  $\beta_M$  und  $\beta_W$  bezeichnen den Winkel zwischen  $\vec{r}$  und dem jeweiligen Normalenvektor  $\vec{n}_M$  und  $\vec{n}_W$ . In Abbildung (2.6) ist die Lage dieser geometrischen Größen schematisch dargestellt.

Vom physikalischen Standpunkt aus betrachtet, erfolgt der Wärmeübergang durch Strahlung nicht nur vom wärmeren Körper (Meniskus) zum kälteren Körper (Walzenoberfläche) hin. Auch die Walzenoberfläche gibt Wärmestrahlung ab, die von der gekrümmten Oberfläche des Meniskus zum Teil aufgenommen wird. Für diesen Fall ergibt sich der entsprechende Sichtfaktor nach [54] wie folgt

$$F_{A_W \rightarrow A_M} = \frac{1}{\pi A_W} \int_{A_W} \int_{A_M} \frac{\cos \beta_M \cos \beta_W}{|\vec{r}|^2} dA_M dA_W . \quad (2.29)$$

Aus Gleichung (2.28) und (2.29) folgt die Reziprozitätsbeziehung der Sichtfaktoren [62]

$$F_{A_M \rightarrow A_W} A_M = F_{A_W \rightarrow A_M} A_W . \quad (2.30)$$

Das bedeutet: Es genügt  $F_{A_M \rightarrow A_W}$  oder  $F_{A_W \rightarrow A_M}$  zu berechnen, um den benannten Einfluss von Orientierung und Lage der Flächen auf den Wärmeübergang durch Strahlung zu berücksichtigen.

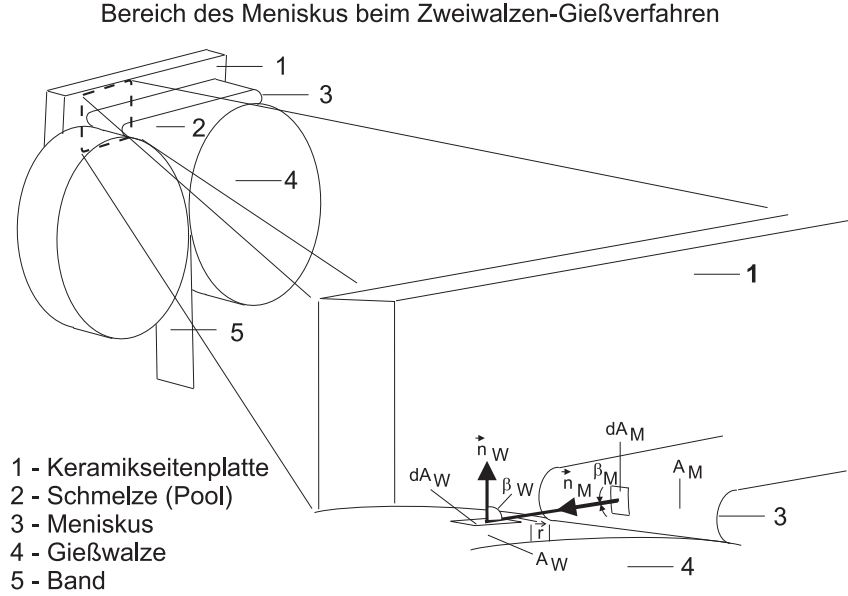


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Meniskusbereichs; geometrische Größen zur Berechnung des Sichtfaktors (Zweiwalzen-Gießverfahren)

Aus  $F_{A_M \rightarrow A_W}$  und  $\alpha_{Strahlung}$  läßt sich der effektive Wärmeübergangskoeffizient für Strahlung  $\tilde{\alpha}_{Strahlung}$  berechnen

$$\tilde{\alpha}_{Strahlung} = F_{A_M \rightarrow A_W} \alpha_{Strahlung} \quad . \quad (2.31)$$

Bleibt der Wärmeübergang durch Strahlung bei der Berechnung von  $\alpha_G$  unberücksichtigt, dann läßt sich die Berechnung von  $\alpha_G$  vereinfachen.  $\alpha_G$  ergibt sich dann nach [54] zu

$$\alpha_G = \frac{1}{x_G} \left( \zeta_{Metall} \frac{2\lambda_S \lambda_W}{\lambda_S + \lambda_W} + \zeta_{Gas} \lambda_{Gas} \right) \quad . \quad (2.32)$$

An Gleichung (2.32) ist die umgekehrte Proportionalität zwischen  $\alpha_G$  und  $x_G$  erkennbar. Diese Eigenschaft ist, zusammen mit Gleichung (2.31), bei der Diskussion des zeitlichen Verlaufs von  $\alpha_G$  von Bedeutung, siehe Abschnitt (6.3.1).

## 2.3 Methoden zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten

Die Berechnung von  $\alpha_G$  nach Gleichung (2.32) ist problematisch, da die Zwischenschichtausdehnung  $x_G$  nicht immer präzise bekannt ist. Aufgrund der umgekehrten Proportionalität zwischen  $\alpha_G$  und  $x_G$ , reagiert  $\alpha_G$  besonders empfindlich auf Ungenauigkeiten in  $x_G$ . Aus diesem Grund wird  $\alpha_G$  in der Regel experimentell bestimmt. Dabei kommt erschwerend hinzu, dass  $\alpha_G$  einer direkten Messung nicht zugänglich ist, weil dadurch der Wärmeübergang selbst verändert wird [47, 63].



Die Grundlagen indirekter Methoden sind

- Temperaturmessungen
- Sekundärdendritenarmabstände
- Versuchsparameter
- Zwischenschichtdicken

Die Auswahl der Methode wird durch die zur Verfügung stehenden Messdaten bestimmt.

### 2.3.1 Auswertung von Temperaturmessungen

Der Wärmeübergang erhöht den Wärmeinhalt und die Temperatur des Kokillenwerkstoffs.  $\alpha_G$  kann durch Anpassung der berechneten an die gemessenen Temperaturwerte bestimmt werden. Die Messung der Temperatur erfolgt in der Regel mit Thermoelementen oder Strahlungspyrometern. Thermoelemente werden zur Temperaturmessung in der erstarrenden Legierung und im Kokillenwerkstoff [32, 64–70] eingesetzt. Als Schleifkontaktthermoelemente ermöglichen sie die Abschätzung der Temperatur an der Oberfläche von Gießwalzen beim Zweiwalzen-Gießprozess [5, 14] oder Gießrädern beim Meltspinprozess [47]. Strahlungspyrometer haben ein breites Anwendungsgebiet. Dieses reicht von der Messung der Oberflächentemperatur von Schmelztropfen [71, 72] bis hin zur Messung von Bandoberflächentemperaturen beim Meltspinverfahren [73–78] und beim Zweiwalzen-Gießverfahren [6, 15, 45, 79–81]. Die Berechnung des Temperaturverlaufs über alle Schichten hinweg (siehe Abbildung (2.2)) erfolgt durch Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit analytischen Methoden [44, 56, 75, 77, 78, 82] oder mit numerischen Verfahren unter vorgegebenen Anfangs- und Randbedingungen [18]. Als numerische Verfahren werden die Finite-Differenzen-Methode [14, 32, 66, 67, 71, 74, 76, 83–86] und die Finite-Elemente-Methode [19, 87] eingesetzt. Im Vergleich zu analytischen Methoden ermöglichen numerische Verfahren die mehrdimensionale Lösung von Wärmeleitungsproblemen bei gleichzeitiger Berücksichtigung temperaturabhängiger thermischer Materialwerte des Kokillenwerkstoffs und der erstarrenden Legierung [18, 88]. Die Grundlage der Berechnungen bilden gemessene Temperaturwerte in der Schmelze, an der Oberfläche und im Innern des Kokillenwerkstoffs.

### 2.3.2 Auswertung von Sekundärdendritenarmabständen

Der Wärmeübergang reduziert den Wärmeinhalt der Schmelze. Die Geschwindigkeit, mit der die Reduzierung erfolgt, beeinflusst die Erstarrungszeit und dadurch die Ausbildung des Erstarrungsgefüges [40, 89]. Unter dem Begriff Gefüge versteht man die Morphologie eines Metalls, die im metallographisch präparierten Zustand mikroskopisch zu erkennen ist [94]. Abbildung (2.7a) zeigt das Erstarrungsgefüge eines Stahls mit rund 15% Nickel aus [90]. Aufgrund des hohen Gehalts an Legierungselementen läßt sich das Erstarrungsgefüge vergleichsweise gut metallographisch abbilden. Charakteristisch für die Morphologie des Erstarrungsgefüges ist der so genannte Sekundärdendritenarmabstand  $\lambda_2$ . Die Lage von  $\lambda_2$  ist schematisch in Abbildung (2.7b) dargestellt. Zur Bestimmung von  $\alpha_G$  aus  $\lambda_2$  wird die Erstarrungszeit aus dem Verlauf der berechneten Abkühlkurve ermittelt [91, 92]. Für die Erstarrungszeit ist jene Zeit maßgebend, die für das Durchlaufen des Temperaturintervalls  $T_{Liq} - T_{Sol}$  benötigt wird [40]. Anhand von Literaturangaben [95–98] kann

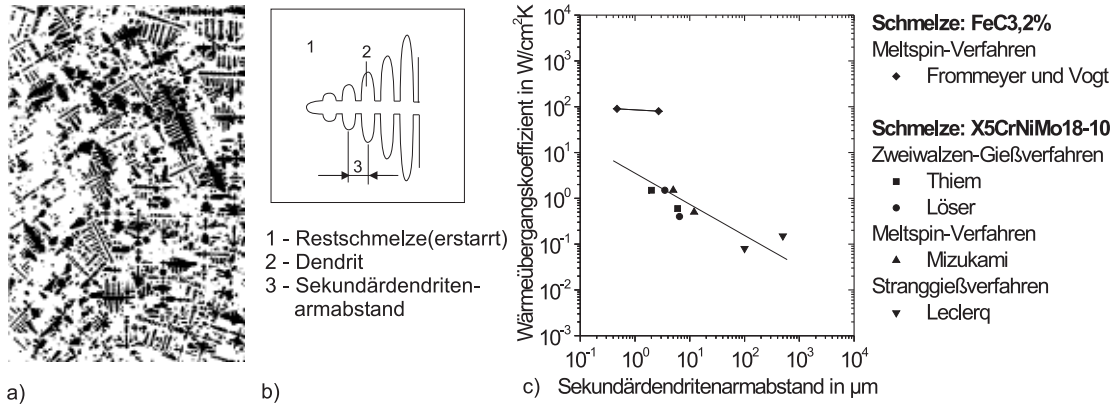


Abbildung 2.7: a) Dendritisches Erstarrungsgefüge eines Stahls mit  $c_C = 0,63\%$ ,  $c_{Si} = 0,63\%$ ,  $c_{Mn} = 0,15\%$  und  $c_{Ni} = 14,9\%$  im metallographischen Schliffbild; Sekundärdendritenarmabstand  $6,8 \mu\text{m}$  [90], b) Schematische Lage des Sekundärdendritenarmabstands; c) Literaturangaben zum Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Sekundärdendritenarmabstand [43, 75, 91–93]

der berechneten Erstarrungszeit ein Wert für  $\lambda_2$  zugeordnet werden. Diese Zuordnung ist von der chemischen Zusammensetzung der Legierung abhängig.  $\alpha_G$  wird durch Anpassung des berechneten Werts für  $\lambda_2$  an den metallographisch bestimmten Wert ermittelt. In Abbildung (2.7c) ist  $\alpha_G$  als Funktion von  $\lambda_2$  dargestellt.  $\lambda_2$  tendiert mit zunehmender Größe von  $\alpha_G$  zu niedrigeren Werten hin. Die Bestimmung von  $\alpha_G$  aus  $\lambda_2$  ist aufgrund dieses Zusammenhangs als grundsätzlich problematisch zu betrachten, da  $\alpha_G$  nicht nur von der Größe, sondern darüber hinaus auch von der Genauigkeit abhängig ist, mit der  $\lambda_2$  bestimmt werden kann. Die Genauigkeit ist unter anderem von der chemischen Zusammensetzung des Stahls abhängig. Aus Gründen der Genauigkeit ist die beschriebene Methode für unlegierte, niedrigkohlenstoffhaltige Stähle nicht anwendbar. Durch die geringe Konzentration an Legierungselementen läßt sich  $\lambda_2$  nicht ermitteln, da sich das dendritische Gefüge metallographisch nicht detailliert genug abbilden lässt [99].

### 2.3.3 Auswertung von Versuchsparametern

Im Vergleich zur aufwendigen und unsicheren Auswertung von Sekundärdendritenarmabständen, ist die Abschätzung von  $\alpha_G$  anhand von Prozessparametern einfacher.  $\alpha_G$  ergibt sich bei dieser Methode als Mittelwert über die Dauer des Gießprozesses. In [7] wird  $\alpha_G$  analytisch aus der Schmelzenthalpie  $\Delta H$  und der Zeit  $t_I$  berechnet, innerhalb derer Schmelze und Gießwalzen miteinander in Kontakt stehen, zu

$$\alpha_G = \frac{\Delta H \rho_S}{\Delta T} \left( \frac{t_I}{\tilde{x}} + \tilde{x} \frac{\Delta T + 2 \frac{\Delta H}{c_{P,S}} \left(1 + \frac{1}{r}\right)}{4a\Delta T} \right)^{-1}. \quad (2.33)$$

$t_I$  folgt aus der Breite der Pooloberfläche  $b_P$  zwischen den Gießwalzen parallel zu den keramischen Seitenplatten (Poolbreite). Darüber hinaus geht die Dicke des gegossenen

Bands  $d_B$ , der Durchmesser der Gießwalzen  $d_W$  und die Gießgeschwindigkeit  $v_W$  über  $t_I$  in die Berechnung mit ein. Für  $t_I$  folgt dann

$$t_I = \frac{\pi}{360} \frac{d_W}{v_W} \arccos \left( 1 + \frac{d_B}{d_W} - \frac{b_P}{d_W} \right) . \quad (2.34)$$

Bei der Berechnung von  $\alpha_G$  wird die Dicke der metallischen Halbschalen auf den Walzenoberflächen mit berücksichtigt.  $\tilde{x}$  ist die Dicke der Halbschalen zu jenem Zeitpunkt, wo diese durch die Drehbewegung der Gießwalzen zu einem Band miteinander verbunden werden. Diese ergibt sich aus  $d_B$  und der Länge der Dendritenspitzen  $h_2$

$$\tilde{x} = \frac{d_B}{2} - \frac{h_2}{4} . \quad (2.35)$$

Anhand von  $r$  werden die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_S$ , Dichte  $\rho_S$  und spezifische Wärmekapazität  $c_{P,S}$  der erstarrenden Legierung und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_W$ , Dichte  $\rho_W$  und spezifische Wärmekapazität  $c_{P,W}$  des Kokillenwerkstoffs bei der Berechnung von  $\alpha_G$  mit berücksichtigt

$$r = \sqrt{\frac{\lambda_W \rho_W c_{P,W}}{\lambda_S \rho_S c_{P,S}}} . \quad (2.36)$$

$\Delta T$  definiert die Temperaturdifferenz zwischen der Schmelze und der Walzenoberfläche

$$\Delta T = T_{Schmelze} - T_{Walze} . \quad (2.37)$$

In [100] bleiben die thermischen Materialeigenschaften des Walzenwerkstoffs bei der Berechnung von  $\alpha_G$  unberücksichtigt.  $\alpha_G$  ergibt sich zu

$$\alpha_G = \lambda_S \left( \lambda_S \frac{\Delta T}{\Delta H \rho_S \tilde{a}} \frac{t_I}{d_B} - \frac{d_B}{2} \right)^{-1} . \quad (2.38)$$

Darin steht  $\tilde{a}$  für

$$\tilde{a} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{c_{P,S} \Delta T}{3 \Delta H}} . \quad (2.39)$$

Die Berechnungen von  $\alpha_G$  nach Gleichung (2.33) und (2.38) liefern daher mehr oder weniger unterschiedliche Ergebnisse. In Abbildung (2.8) ist dieser Zusammenhang anhand von  $\alpha_G$  für  $Fe6,3\%Si$  und verschiedenen Banddicken dargestellt.

Man erkennt, dass mit zunehmender Banddicke  $d_B$  die Größe von  $\alpha_G$  zu geringen Werten tendiert. Dieses Ergebnis kann nach [87] damit erklärt werden, dass in [7] und [100] stationäre Bedingungen während des Gießprozesses angenommen werden. Die Abschätzung von  $\alpha_G$  aus  $d_B$  setzt voraus, dass  $\alpha_G$  und nicht die Zeit, die für den Erstarrungsprozess an der Oberfläche der Gießwalzen zur Verfügung steht, die Banddicke  $d_B$  bestimmt. Dabei ist die Genauigkeit der Abschätzung von  $\alpha_G$  davon abhängig, wie gross  $d_B$  ist und wie genau  $d_B$  gemessen werden kann. In Bezug auf Gleichung (2.38) ist darüber hinaus zu fordern, dass das Band beim Verlassen der Bandgießanlage vollständig durcherstarrt ist. An Bändern aus  $Fe3\%Si$  zeigte sich, dass diese Annahme nicht ohne weiteres zu erfüllen ist [13]. Dies kann eine Erklärung dafür sein, warum mit Gleichung (2.38) im Vergleich zu Gleichung (2.33) größere Werte für  $\alpha_G$  berechnet werden. Des weiteren sollte die Walzkraft  $F_W$  so gering sein, dass durch den aufgetragenen Umformdruck die Halbschalen noch zu einem Band verbunden werden können und die Rückeilung in den Bereich des Pools so gering wie möglich ist, weil es dadurch zum lokalen Abheben der Halbschalen kommen

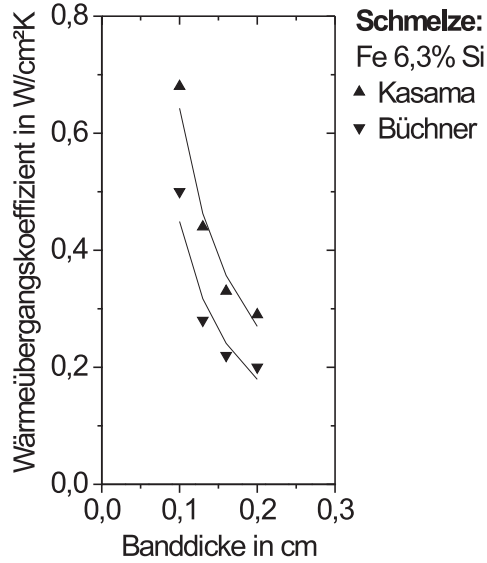


Abbildung 2.8: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Dicke des gegossenen Bands aus Fe6,3%Si, berechnet nach [7] und [100] auf der Grundlage von Materialdaten aus [13]

kann [45]. Die Verbindung der Halbschalen zu einem Band im Bereich des Stumpfs ist, abgesehen von der deutlich höheren Temperatur, vergleichbar mit der Umformung beim konventionellen Warmwalzprozess [45]. Die Geschwindigkeit des Walzgutes im Bereich des Materialeinlaufes ist geringer und im Bereich des Materialauslaufes größer als die Walzenumlaufgeschwindigkeit  $v_W$ . Daraus folgt eine Relativgeschwindigkeit des Walzgutes entgegengesetzt zur Walzrichtung (Rückeilung) [101]. Rückeilung, in Verbindung mit der thermischen Expansion des Kokillenwerkstoffs und der Kontraktion der Halbschale kann  $x_G$  vergrößern und dadurch  $\alpha_G$  vermindern [33].

### 2.3.4 Abschätzung von Zwischenschichtdicken

Zur Berechnung von  $\alpha_G$  aus  $x_G$  wird die Zwischenschicht in der Literatur vereinfacht als eine idealisierte Schicht betrachtet, die eine durchschnittliche Ausdehnung in der Größenordnung von  $x_G$  besitzt (Hilfsschicht-Methode [17]). Nach [35] läßt sich  $\alpha_G$  dann über den folgenden Ansatz abschätzen

$$\alpha_G = \lambda_G / x_G \quad . \quad (2.40)$$

Vernachlässigt man den Anteil der Wärmestrahlung, dann erfolgt der Wärmeübergang innerhalb der Zwischenschicht an wenigen Stellen durch metallisch wärmeleitenden Kontakt und in den dazwischen befindlichen Bereichen über Wärmeleitung durch das Gas [88].  $\alpha_G$  kann dann vereinfacht nach Gleichung (2.32) berechnet werden. In [102,103] wird vorausgesetzt, dass Wärme im Wesentlichen über Wärmeleitung durch das Gas übertragen wird. Daraus folgt, dass  $\zeta_{Gas} \approx 1$  und  $\lambda_G \approx \lambda_{Gas}$  ist. Die Hauptschwierigkeit bei der Berechnung von  $\alpha_G$  besteht dann in der experimentellen Bestimmung von  $x_G$  [54]. Die Größenordnung von  $x_G$  lässt sich über die mittlere Rautiefe  $R_a$  abschätzen. Nach DIN EN ISO 4287 und DIN EN ISO 11562 bezeichnet  $R_a$  das arithmetische Mittel der Beträge der Abweichung des Rauigkeitsprofils vom mittleren Abstand zwischen Rauigkeitsspitze und ihrem Fußpunkt. In [35] wird die mittlere Rautiefe der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs  $R_{a,W}$  und der Erstarrungsschicht  $R_{a,S}$  ermittelt.  $x_G$  wird demnach mit dem linearen Ansatz wie folgt abgeschätzt

$$x_G = \psi (R_{a,S} + R_{a,W}) \quad . \quad (2.41)$$

Der Koeffizient  $\psi$  in Gleichung (2.41) berücksichtigt die chemische Zusammensetzung der Erstarrungsschicht und des Kokillenwerkstoffs bei der Abschätzung von  $x_G$  [104–106]. Die

Genauigkeit der Abschätzung von  $\alpha_G$  hängt dabei von der Größe und Genauigkeit ab, mit der  $R_{a,w}$  und  $R_{a,s}$  bestimmt werden können.

Zusammenfassend ist Folgendes festzustellen: Die genaue experimentelle Bestimmung von  $\alpha_G$  ist schwierig. In der Regel gelingt nur die Abschätzung von  $\alpha_G$ . Bis auf die Auswertung von Temperaturmessungen beruhen die vorgestellten Methoden auf Annahmen, die zwar die Berechnung vereinfachen, das Berechnungsergebnis ungenau machen und gleichzeitig eine zeitaufgelöste Bestimmung von  $\alpha_G$  nicht zulassen.

Die Ungenauigkeiten (Fehlertoleranzen) der unterschiedlichen Verfahren kann als eine Ursache dafür gesehen werden, dass  $\alpha_G$  in Bezug auf das Zweiwalzen-Gießverfahren in der Literatur meistens als Mittelwert über die Fläche angegeben wird, über die Schmelze und Gießwalzen in thermischem Kontakt miteinander stehen. Oft findet man in den Veröffentlichungen auch die Angabe von  $\alpha_G$  als Mittelwert über die Dauer des gesamten Gießprozesses (Prozessmittelwert). Das bedeutet, dass aus Gründen der Vereinfachung von stationären Gießbedingungen bei der Berechnung von  $\alpha_G$  ausgegangen wird. Dieses ist für verschiedene Gießverfahren untersucht worden. In der Literatur liegen zu  $\alpha_G$  im Hinblick auf das Zweiwalzen-Gießverfahren [13, 19, 20, 45, 83, 87, 91, 107–122], zum Meltspin-Verfahren [76, 78, 116, 123–132], Steiggießverfahren [56, 133] und Stranggießverfahren [22, 134, 135] zahlreiche Veröffentlichungen vor.

Um die Benennung zu vereinfachen, wird im Folgenden das Zweiwalzen-Gießverfahren mit TRC (engl. **T**win **R**oll **C**asting), das Meltspin-Verfahren entsprechend mit MS, das Steiggießverfahren mit BC (engl. **B**ottom **C**asting) und das Stranggussverfahren mit SC (engl. **S**trand **C**asting) bezeichnet.

## 2.4 Möglichkeiten der Beeinflussung des Wärmeübergangskoeffizienten

Die genannten Gießverfahren unterscheiden sich in den spezifischen Prozessparametern, mit denen sie durchgeführt werden (Gießparameter). In der vorliegenden Arbeit werden unter dem Begriff der Gießparameter jene Versuchsparameter verstanden, die den Wärmetübergang während des Gießprozesses beeinflussen. Diese sind wie folgt zu nennen:

- *Gießgeschwindigkeit*
- *Umgebungsgas*
- *Oberflächenrauigkeit des Kokillenwerkstoffs*
- *Chemische Zusammensetzung der Schmelze*
- *Wärmeleitfähigkeit des Kokillenwerkstoffs*
- *Oberflächenbeschichtung des Kokillenwerkstoffs*
- *Staudruck*
- *Mechanischer Druck*
- *Gasdruck*

Gießver- fahren	$\alpha_G$ [W/cm <sup>2</sup> K]	$v$ [cm/s]
MS	2 – 200	58 – 5000
TRC	0,1 – 10	1 – 1000
SC	0,17 – 0,3	1 – 5

Tabelle 2.1: Wertebereiche von Wärmeübergangskoeffizienten und Gießgeschwindigkeiten unterschiedlicher Gießverfahren

### 2.4.1 Variierung der Gießgeschwindigkeit

Von den genannten Parametern kommt der Gießgeschwindigkeit eine besondere Bedeutung zu. In Tabelle (2.1) werden typische Wertebereiche von  $\alpha_G$  und der Gießgeschwindigkeit  $v$  in Bezug auf das MS-, TRC- und SC-Verfahren dargestellt. Anhand der Werte ist zu erkennen, dass  $v$  vom Gießverfahren abhängig ist. Bei den genannten Prozessen variiert  $v$  in einem Bereich von etwa drei Größenordnungen und übt einen vergleichsweise starken Einfluss auf die Größe von  $\alpha_G$  aus.

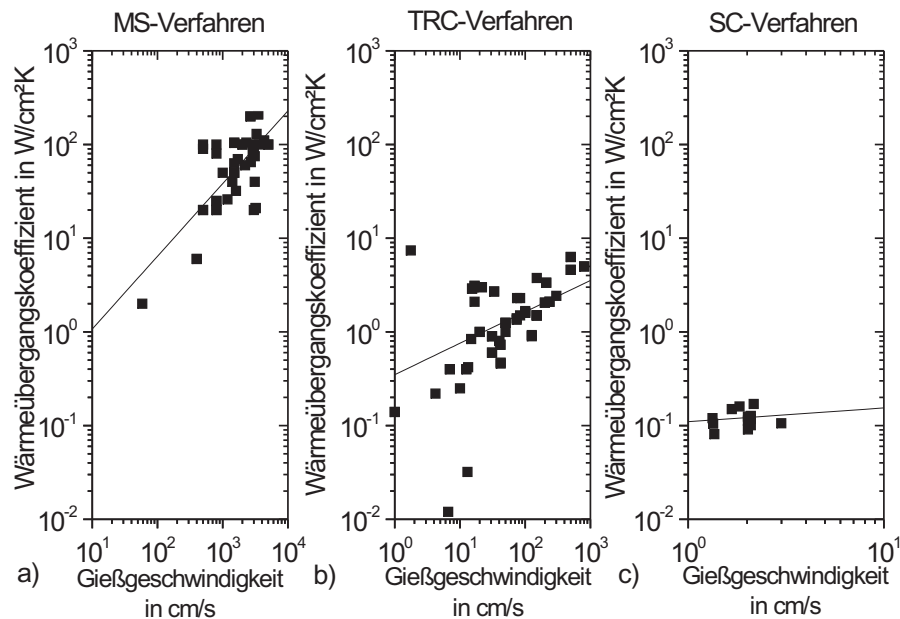


Abbildung 2.9: Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf die Größe des Wärmeübergangskoeffizienten a) beim MS-Verfahren, b) beim TRC-Verfahren und c) beim SC-Verfahren.

Zu berücksichtigen ist in diesem Zusammenhang, dass die Definition der Gießgeschwindigkeit vom betrachteten Gießverfahren abhängig ist. Beim MS-Verfahren bezeichnet die

Gießgeschwindigkeit die Umfangsgeschwindigkeit des Gießbrads, beim TRC-Verfahren ist die Gießgeschwindigkeit gleich der Umfangsgeschwindigkeit der Gießwalzen, während des BC-Verfahrens bezeichnet die Gießgeschwindigkeit die Anstiegsgeschwindigkeit des Schmelzspiegels und beim SC-Prozess bezieht sich die Gießgeschwindigkeit auf die Strangabzugsgeschwindigkeit.

Die graphische Auswertung der Literaturangaben, dargestellt in Abbildung (2.9), zeigt, dass  $\alpha_G$  bei allen Gießprozessen mit  $v$  ansteigt. Der Anstieg wird damit erklärt, dass mit steigender Größe von  $v$  immer weniger Zeit für den Wärmeübergang und die Bildung der Erstarrungsschicht zur Verfügung steht. Die Erstarrungsschicht ist dadurch dünner [5] und ihre Temperatur höher [65]. Daraus folgt eine geringere Umformfestigkeit und ein reduzierter Umformwiderstand, den die Erstarrungsschicht einem äußerlich auf sie einwirkenden Druck entgegensetzen kann [136].

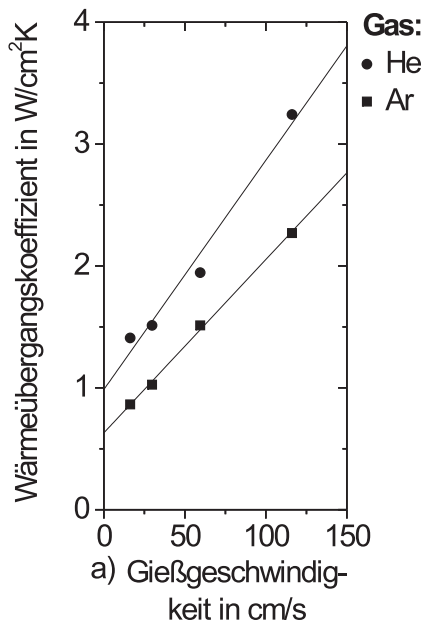


Abbildung 2.10: *Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf die Größe des Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Umgebungsgas beim TRC-Verfahren [137]*

$\rho_{\text{Gas}}$  (siehe Gleichung (2.24)) und daher eine Funktion des Gasdrucks. Sinkt der Gasdruck, dann wird der Beitrag der Wärmeleitung durch das Gas am Wärmeübergang vermindert und dadurch  $\alpha_G$  insgesamt reduziert.

Der Einfluss der Art des Gases auf die Größe  $\alpha_G$  wurde erstmals anhand von BC-Versuchen mit unterschiedlich gut wärmeleitenden Gasen systematisch untersucht [56, 139]. Er ist besonders deutlich 10 min nach Gießende erkennbar, weil zu diesem Zeitpunkt durch die

In [65] wird die Erhöhung von  $\alpha_G$  mit der Reduzierung von  $x_G$  durch den Schweredruck des flüssigen Metalls und der eingeschränkten thermischen Kontraktion der Erstarrungsschicht begründet. In [126] führt man den Anstieg von  $\alpha_G$  auf die Reduzierung von  $A_{\text{Gas}}$  und in [138] auf die Vergrößerung von  $A_{\text{Metall}}$  zurück, was äquivalent dazu ist. Die Streuung der Literaturwerte kann mit der Korrelation verschiedener Gießparameter untereinander erklärt werden.

#### 2.4.2 Verwendung unterschiedlicher Umgebungsgase

In Abbildung (2.10) ist die Korrelation von  $\alpha_G$  mit der Gießgeschwindigkeit und dem Umgebungsgas (Helium oder Argon) dargestellt. Die Werte dafür wurden [137] entnommen. Es zeigt sich, dass der Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf  $\alpha_G$  beim TRC-Prozess auch vom verwendeten Umgebungsgas abhängig ist.

Der Einfluss des Umgebungsgases wird darüber hinaus unter bestimmten Bedingungen zusätzlich durch den Gasdruck beeinflusst. Bei geringen Gasdrücken erfolgt der Wärmetransport nach [52] durch die Wechselwirkung der Gasteilchen mit der Oberfläche der Erstarrungsschicht und der Kokille. Der Wärmetransport durch das Gas ist eine Funktion der Gasteilchendichte

thermische Kontraktion der Erstarrungsschicht und die thermische Expansion des Kokillenwerkstoffs  $\zeta_{Metall} \approx 0$  und  $\alpha_G \approx \alpha_{Gas}$  ist. In Tabelle (2.2) sind die entsprechenden Werte für  $\alpha_G$  aus [56] zusammen mit  $\alpha_G$  unter Grobvakuum und den Raumtemperaturwerten für  $\lambda_{Gas}$  der eingesetzten Gase  $H_2$ ,  $CO$  und  $N_2$  aus [58] dargestellt.

Gas	$\lambda_{Gas}$ $10^{-2} [W/cmK]$	$\alpha_G$ $[W/cm^2K]$
$H_2$	0,171	0,078
$CO$	0,024	0,036
$N_2$	0,023	0,025
<i>Vakuum</i>	0	0,013

Tabelle 2.2: Wärmeübergangskoeffizient beim BC-Prozess, ermittelt mit verschiedenen Umgebungsgasen; Gießgeschwindigkeit 1 cm/s; Wärmeleitfähigkeit der Umgebungsgase bei Raumtemperatur; Literaturwerte aus [58] und [56]

Man erkennt, dass  $\lambda_{Gas}$  die Größe von  $\alpha_G$  beeinflusst. Neben der Wärmeleitfähigkeit kommt darüber hinaus auch die Ausdehnung der Zwischenschicht in Bezug auf den Anteil von  $\alpha_{Gas}$  an  $\alpha_G$  zum Tragen. Erfolgt der Wärmetransport nicht nur durch die Wechselwirkung mit den Oberflächen, sondern auch durch die Wechselwirkung der Gasmoleküle untereinander, dann ist nach [52] und Gleichung (2.32) die Größe von  $\alpha_G$  sowohl von  $\lambda_{Gas}$  als auch von  $x_G$  abhängig. Dieser Befund läßt sich anhand von Gießversuchen stützen, die unter verschiedenen Umgebungsgasen durchgeführt wurden. In [33] wird über die Auswertung von Gießversuchen berichtet, die in Helium oder Luft durchgeführt wurden. In Tabelle (2.3) sind ein Teil der vorgestellten Ergebnisse für  $\alpha_G$  und  $x_G$  abgebildet.

Gas	$x_G$ $[\mu m]$	$\alpha_G$ $[W/cm^2K]$
$He$	25	0,32
	200	0,11
$Luft$	25	0,14
	200	0,025

Tabelle 2.3: Einfluss der Grenzschichtausdehnung  $x_G$  auf den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G$  [33]

Man erkennt, dass die Verwendung von Luft anstatt von Helium zu einer Reduzierung von  $\alpha_G$  führt. Der Umfang der Reduzierung ist von  $x_G$  abhängig.

Anhand von BC-Versuchen zeigte sich, dass die Vorauserstarrung der Schmelze im Bereich des Meniskus die Größe von  $x_G$  mit beeinflusst [56]. Dieser Befund wird damit erklärt, dass sich an der Oberfläche des Pools eine dünne Erstarrungsschicht bildet. Diese Schicht nahe des Meniskus, wird während des Gießprozesses in bestimmten Zeitabständen periodisch wiederkehrend von Schmelze überwältigt. Dadurch bildet sich eine wellig geformte Erstarrungsschicht, die an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs anliegt. Diese Ausfor-



mung ist besonders deutlich an den Gießrillen von Blöcken erkennbar. Von wesentlicher Bedeutung für die Größe von  $\alpha_G$  ist dabei, dass die erstarrende Legierung nicht im schmelzflüssigen Zustand, sondern über eine rillig geformte Schicht mit dem Kokillenwerkstoff in Kontakt kommt, siehe Abbildung (2.4b). Die Bereiche zwischen den Gießrillen sind mit Gas gefüllt. Der Wärmeübergang ist dadurch vergleichsweise niedrig. An den Stellen wo ein direkter metallischer Kontakt zwischen der erstarrenden Legierung und dem Kokillenwerkstoff besteht, dort ist  $x_G$  von der Oberflächenrauigkeit der Erstarrungsschicht und des Kokillenwerkstoffs abhängig.

### 2.4.3 Einstellung unterschiedlicher Oberflächenrauigkeiten

Im Gegensatz zum BC-Verfahren kommt beim MS-Verfahren die erstarrende Legierung im schmelzflüssigen Zustand mit der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs in Kontakt, wie dies in Abbildung (2.4a) dargestellt ist. Die Ausfüllung der Bereiche zwischen den Rauigkeitsspitzen kann durch die Reduzierung der Viskosität der Schmelze verbessert werden. Eine Möglichkeit besteht darin, die Abgießtemperatur der Schmelze zu erhöhen [72]. Eine andere Möglichkeit dies zu erreichen, bietet die Verringerung der Rauigkeit an der Kokillenoberfläche [85]. Diese Zusammenhänge sind in Abbildung (2.11) dargestellt. Abbildung

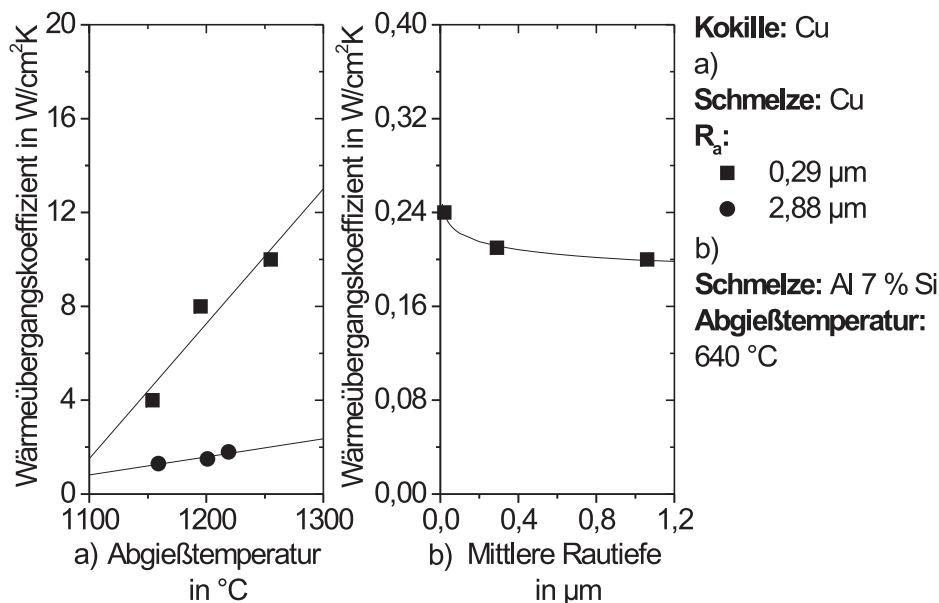


Abbildung 2.11: Größe des Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit a) von der Abgießtemperatur während der Erstarrung von Schmelztropfen [72] und b) als Funktion der Oberflächenrauigkeit während der Erstarrung von Schmelze an der Oberfläche eines eintauchenden Kupferblocks [85]

(2.11a) zeigt den Einfluss der Abgießtemperatur auf die Größe des Wärmeübergangskoeffizienten, ermittelt in Versuchen mit Schmelztropfen aus Kupfer, die auf einem Kupferklotz erstarrten. In Abbildung (2.11b) ist der Wärmeübergangskoeffizient als Funktion

der mittleren Rautiefe an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs dargestellt. Die Ergebnisse wurden in Versuchen mit  $Al - Si$  Schmelze ermittelt, in die ein Kupferblock eingetaucht wurde. Der Werteverlauf in den genannten Abbildungen läßt erkennen, dass der Wärmeübergangskoeffizient mit der Abgießtemperatur der Schmelze und mit sinkender Oberflächenrauigkeit des Kokillenwerkstoffs ansteigt. Die Oberflächenrauigkeit kann bei der üblichen Oberflächenbehandlung der Gießwalzen als eine in alle Richtungen gleich oft vorkommende aperiodische und kurzwellige Gestaltabweichung verstanden werden, bei der die Abstände zwischen den Rauigkeitsspitzen ein Vielfaches ihrer Höhe betragen. Die Unterscheidung zwischen unterschiedlich rauen Oberflächen erfolgt in der Regel anhand charakteristischer Oberflächenparameter. Zu diesen Parametern zählt beispielsweise die mittlere Rautiefe  $R_a$ . Die genaue Beschreibung der Oberflächentopographie ist nicht trivial [35].

In [140] werden verschiedene Möglichkeiten zur Abbildung der Oberflächentopographie vorgestellt. Im Vergleich zu aperiodisch strukturierten Oberflächen sind Oberflächen, die sich auf Körper im Sinne der Stereometrie (Pyramide, Halbkugel, Kugelkappe usw.) [141] zurückführen lassen, leichter zu beschreiben, da sie eine einfache Definition charakteristischer Abstände liefern.

In [142] wird über die Verwendung von Oberflächen berichtet, die sich in der mikroskopischen Betrachtung wie eine Aneinanderreihung von Pyramidenstümpfen beschreiben lassen. Die Oberflächen werden durch den Abstand und die Tiefe zwischen den Spitzen unterschieden. Anhand von Wärmestrommessungen zeigte sich in Eintauchexperimenten mit Stahlschmelze, dass die Erweiterung der Abstände auf einige zehntel Millimeter den Wärmeübergang an diesen Oberflächen erhöht.

Ein ähnlicher Effekt ist auch beim TRC-Prozess zu beobachten. Die Einbringung von Oberflächenriefen in Gießrichtung mit einem Abstand von einigen zehntel Millimetern führt zu einem Anstieg von  $\alpha_G$ . Diese Erhöhung wird darauf zurückgeführt, dass die Schmelze in einem erweiterten Umfang die Bereiche zwischen den Rauigkeitsspitzen ausfüllen und dadurch  $A_{Metall}$  ansteigen kann [113, 138, 142, 143].

Die Ergebnisse metallographischer Untersuchungen in [144] zeigen, dass sich neben der Höhe auch die Gleichmäßigkeit des Wärmeübergangs mit der Oberflächenrauigkeit beeinflussen läßt. Anhand von Querschliffen aus Bändern, die nach dem TRC-Verfahren hergestellt wurden, ist zu erkennen, dass die Verwendung von Gießwalzen mit relativ glatten Mantelflächen zu einer ungleichmäßig ausgedehnten dendritischen Randzone führt. Der Einsatz von Gießwalzen mit aufgerauten Mantelflächen ergibt eine dendritische Randzone, die im Vergleich dazu deutlich gleichmäßiger und in ihrer Ausdehnung geringer ist. Der beschriebene Effekt kann damit erklärt werden, dass der Wärmeübergang durch die Erhöhung der Oberflächenrauigkeit nicht nur gleichmäßiger sondern auch geringer wird. Nach [85] wird durch die Erhöhung der Oberflächenrauigkeit, Wärme im Wesentlichen durch das Gas in den Bereichen zwischen den Rauigkeitsspitzen dem Kokillenwerkstoff zugeführt; der relativ hohe Wärmewiderstand von Gasen und die gleichzeitige Erhöhung der Zwischenschichtausdehnung  $x_G$  führen zu einer Verringerung des Wärmeübergangs. Die Untersuchungen in [145] zeigen darüber hinaus, dass der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auch von der Grenzflächenspannung der Schmelze abhängig und dadurch eine Funktion der Temperatur und der chemischen Zusammensetzung der Schmelze ist. Mit steigender Temperatur nimmt die Grenzflächenspannung der Schmelze ab [145].

#### 2.4.4 Veränderung der Schmelzzusammensetzung

Eine ähnliche Wirkung auf den Wärmeübergang ist auch durch die Zugabe oberflächenaktiver Substanzen in die Metallschmelze [146] zu erreichen. In [99, 138, 147, 148] wird anhand von Wärmestrommessungen über den Einfluss von Schwefel und Tellur auf den Wärmeübergang berichtet. Die Ergebnisse zeigen, dass der Wärmestrom mit der Konzentration der genannten Elemente ansteigt und schließlich einen Sättigungswert erreicht. Es wird vermutet, dass die Absenkung der Grenzflächenspannung und damit verbundene Erhöhung von  $A_{Metall}$  den Anstieg des Wärmestroms hervorruft, weil die Ausfüllung der Bereiche zwischen den Rauigkeitsspitzen nahezu vollständig erfolgt.

Die Untersuchungen in [102, 103, 149–153] haben sich mit dem Einfluss von Kohlenstoff auf den Wärmestrom beschäftigt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Anhebung des Kohlenstoffgehalts den Wärmestrom sowohl erhöhen als auch reduzieren kann. Für die Wirkung des Kohlenstoffs ist der Konzentrationsbereich entscheidend. Zwischen 0 und 0,1% Kohlenstoff nimmt der Wärmestrom mit steigendem Kohlenstoffgehalt ab und innerhalb von 0,1 bis 0,17% Kohlenstoff nimmt der Wärmestrom zu. Der Einfluss von Kohlenstoff wird in [139] mit der Abhängigkeit des zeitlichen Abstands zwischen dem Erstarrungsprozess ( $L \rightarrow \delta$ ) und der ( $\delta \rightarrow \gamma$ )–Phasenumwandlung vom Kohlenstoffgehalt erklärt (Singh-Blazek-Effekt [154]). Zwischen 0 und 0,1% Kohlenstoff erfolgen beide Umwandlungen zeitlich getrennt voneinander. Aufgrund des Volumenunterschieds zwischen der  $\delta$ – und  $\gamma$ –Phase können lokale Unterschiede im Wärmeübergang zu unterschiedlich hohen Phasenanteilen im Gefüge von Ort zu Ort innerhalb der Erstarrungsschicht führen, die dann umwandlungsbedingte Eigenspannungen und ein stärkeres Abheben der Erstarrungsschicht mit steigendem Kohlenstoffgehalt hervorrufen können. Die damit verbundene Erhöhung von  $x_G$  führt zu einer makroskopisch erkennbaren Spaltbildung und Reduzierung von  $\alpha_G$ . Je dichter Erstarrung und ( $\delta \rightarrow \gamma$ )–Phasenumwandlung aufeinander folgen, desto stärker ist die Spaltbildung und dadurch die Reduzierung von  $\alpha_G$  ausgeprägt, weil dadurch mehr Zeit für das Abheben der Erstarrungsschicht zur Verfügung steht.

Dieser Effekt kehrt sich um, wenn Erstarrungsprozess ( $L \rightarrow \delta$ ) und die ( $\delta \rightarrow \gamma$ )–Phasenumwandlung ohne zeitliche Trennung von einander ablaufen. Bei Kohlenstoffkonzentrationen zwischen 0,1 und 0,17% kann der Volumenunterschied lokal zu einer Öffnung der Bereiche zwischen den Dendriten führen. Aufgrund des Schweredrucks des flüssigen Stahls kann Schmelze in diese Bereiche nachfließen und den Volumenunterschied kompensieren [56]. Der Wärmeübergang von der nachgeführten Schmelze in die Erstarrungsschicht ermöglicht durch die Erhöhung des Wärmehalts das Kriechen des Feststoffs und schafft dadurch die Voraussetzungen für einen beschleunigten Abbau von Eigenspannungen innerhalb der Erstarrungsschicht. Der Schweredruck des flüssigen Metalls kann dann  $x_G$  verringern und zu einem Anstieg von  $\alpha_G$  führen. Die Ausprägung des Singh-Blazek-Effekts hängt von der Gießgeschwindigkeit ab.

Die Untersuchungsergebnisse in [154] zeigen, dass beim SC-Prozess der Einfluss der Kohlenstoffkonzentration mit sinkender Strangabzugsgeschwindigkeit immer geringer wird. Dieser Effekt kann unterschiedlich gedeutet werden. Ausgehend von [56] ist dieser Einfluss im Zusammenhang mit dem Nachfließen der Schmelze zu diskutieren. Das Nachfließen der Schmelze ist stark von der Zähigkeit (Viskosität) und Durchlässigkeit des Bereichs zwischen den Dendriten (Permeabilität) abhängig. Die Viskosität der Stahlschmelze steigt mit sinkender Temperatur an [155]. Die Permeabilität wird geringer, wenn die Dendriten feiner verästelt sind. Das ist dann der Fall, wenn der Sekundärdendritenarmabstand  $\lambda_2$  geringere Werte annimmt [40]. Die Kühlung der Schmelze und die Größe von  $\lambda_2$  hängen entschei-

dend vom Wärmeübergang und dadurch von der Abkühlrate in der Primärkühlzone ab. Bei gegebener Abkühlrate und Kohlenstoffkonzentration (Ausdehnung des Erstarrungsintervalls) ist die Zeit, die für die Ausfüllung zur Verfügung steht, von der Gießgeschwindigkeit abhängig. Mit sinkender Gießgeschwindigkeit wird diese erhöht und der Singh-Blazek-Effekt vermindert. Gleichzeitig ist damit aber auch der Anstieg der Strangschalendicke verbunden.

Dieser Aspekt ist der Ausgangspunkt für die Deutung des Effekts in [154]. Demnach ist der Einfluss der Gießgeschwindigkeit mit dem Einfluss des Kohlenstoffgehalts überlagert. Man nimmt an, dass die Erstarrung unmittelbar zu Beginn im kritischen peritektischen Konzentrationsbereich mit der Ausbildung einer ungleichmäßigen Strangschalenoberfläche und dadurch mit einem reduzierten Wärmeübergang verbunden ist. Solange die Strangschale eine bestimmte Dicke nicht überschreitet, ist der Singh-Blazek-Effekt erkennbar. Je länger die Strangschale in der Primärkühlzone verbleibt, desto dicker wird sie und umso größer wird ihr Wärmewiderstand. Mit sinkender Strangabzugsgeschwindigkeit erreicht der Einfluss der Strangschalendicke eine Größe (z.B. 1 cm) die ausreicht, um den Einfluss des Wärmewiderstands der Zwischenschicht  $R_G$  oder des Kokillenwerkstoffs  $R_W$  zu überdecken.

#### 2.4.5 Verwendung unterschiedlicher Kokillenwerkstoffe

Der Einfluss des Kokillenwerkstoffs auf  $\alpha_G$  ist besonders deutlich beim MS-Prozess [73] und bei der Erstarrung tropfenförmiger Schmelzmengen [156] erkennbar. In Tabelle (2.4) sind  $\alpha_G$  und der eingesetzte Kokillenwerkstoff mit seiner entsprechenden Wärmeleitfähigkeit einander gegenübergestellt.

Kokillen- Werkstoff	$\lambda_W$ [W/cmK]	$\alpha_G$ [W/cm <sup>2</sup> K]	Verfahren
<i>Cu1%Cr</i>	3,50	25	MS
<i>X5CrNi18 – 8</i>	0,20	100	
<i>Cu</i>	3,93	1,28	Tropfen
<i>Al</i>	2,38	1,57	

Tabelle 2.4: *Einfluss der Wärmeleitfähigkeit des Kokillenwerkstoffs auf die Größe des Wärmeübergangskoeffizienten während des MS-Verfahrens [73] und der Erstarrung von Schmelztropfen [156]*

Man erkennt, dass  $\alpha_G$  im Durchschnitt Werte zwischen 1 und 100 W/cm<sup>2</sup>K erreicht.  $\alpha_G$  tendiert mit sinkender Wärmeleitfähigkeit des Kokillenwerkstoffs  $\lambda_W$  zu höheren Werten hin [157]. Der Einfluss von  $\lambda_W$  wird in den genannten Veröffentlichungen im Zusammenhang mit den Bedingungen für den Wärmeübergang diskutiert. Die vergleichsweise hohen Werte von  $\alpha_G$  zeigen, dass der Wärmeübergang unter nahezu idealen Bedingungen abläuft. Unter diesen Bedingungen stellt sich eine gemeinsame Temperatur an der Oberfläche der erstarrenden Legierung und des Kokillenwerkstoffs ein, die als Kontakttemperatur  $T_M$  bezeichnet wird [44], siehe Abbildung (2.3).

Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf Abbildung (2.12). In Abbildung (2.12a) wird  $T_M$  als Funktion von  $\lambda_W$  für unterschiedliche Kokillenwerkstoffe gezeigt.

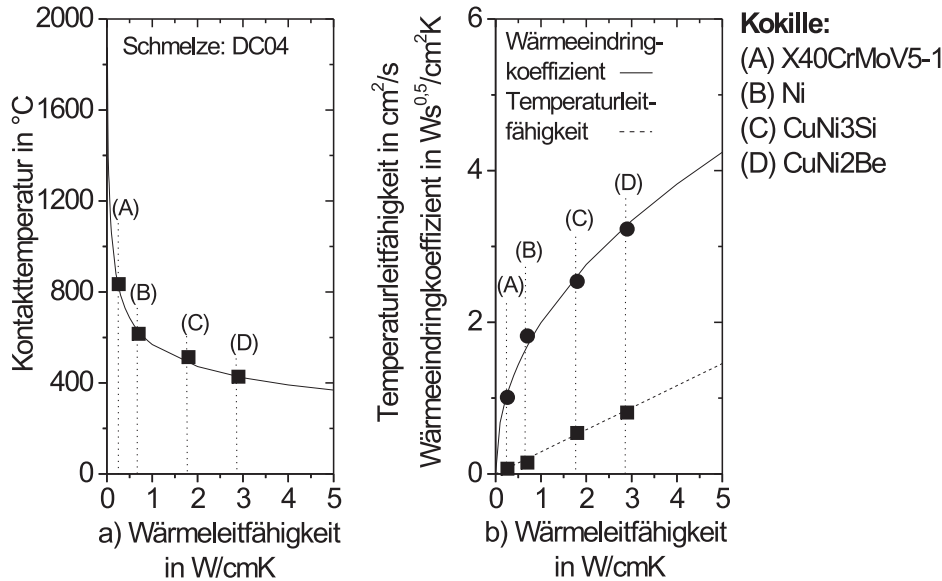


Abbildung 2.12: Einfluss der Wärmeleitfähigkeit des Kokillenwerkstoffs auf die Größe a) der Kontakttemperatur und b) des Wärmeeindringkoeffizienten und der Temperaturleitfähigkeit

Anhand des Werteverlaufs ist zu erkennen, dass  $T_M$  bei der Verwendung schlecht wärmeleitender Werkstoffe vergleichsweise hohe Werte erreichen kann. Dieser Einfluss ist darauf zurück zu führen, dass  $\lambda_W$  einerseits die Wärmemenge, die in einer bestimmten Zeit in den Kokillenwerkstoff übergeht, begrenzt und andererseits die Geschwindigkeit, mit der sich Temperaturunterschiede innerhalb des Werkstoffs ausgleichen können, eingeschränkt wird. Abbildung (2.12b) zeigt die berechnete Temperaturleitfähigkeit  $a$  und den berechneten Wärmeeindringkoeffizienten  $b$  in Abhängigkeit von  $\lambda_W$  für unterschiedliche Kokillenwerkstoffe. Sowohl  $a$  als auch  $b$  steigen mit  $\lambda_W$  an. In Tabelle (2.5) wird diese Aussage, speziell für die eingesetzten Kokillenwerkstoffe, *CuNi3Si* und *X40CrMoV5 – 1*, anhand ihrer thermischen Materialdaten und der sich daraus ergebenden Werte für  $a$  und  $b$  konkretisiert. Anhand des Wärmeeindringkoeffizienten  $b$  zeigt sich, dass *CuNi3Si* fast dreimal mehr Wärme aufnehmen kann als *X40CrMoV5 – 1*. Gleichzeitig belegen die Werte der Temperaturleitfähigkeit  $a$ , dass sich Temperaturunterschiede in *CuNi3Si* etwa neunmal schneller ausgleichen können als in *X40CrMoV5 – 1*.

Der Anstieg von  $\alpha_G$  durch die Verwendung vergleichsweise schlecht wärmeleitender Kokillenwerkstoffe kann nach [156] darauf zurückgeführt werden, dass sich an der Oberfläche der Werkstoffe durch die relativ geringe Wärmeleitfähigkeit eine hohe Oberflächentemperatur einstellt. Dadurch können die Viskosität und die Oberflächenspannung der Schmelze geringe Werte annehmen und eine umfangreichere Ausfüllung der Bereiche zwischen den Rauigkeitsspitzen ermöglichen. Lässt man die Grenzflächenspannung unberücksichtigt, dann kann der Einfluss von  $\lambda_W$  auf  $\alpha_G$  mit der schneller ansteigenden Viskosität der Schmelze

an der Oberfläche gut wärmeleitender Kokillenwerkstoffe erklärt werden.

<i>Kokillen- werkstoff</i>	$\lambda_W$ [W/cmK]	$\rho_W$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$c_{P,W}$ [J/gK]	$a$ [cm <sup>2</sup> /s]	$b$ [W s <sup>1/2</sup> /K cm <sup>2</sup> ]
<i>X40CrMoV5 – 1</i>	0,23	7,60	0,52	0,06	0,95
<i>Ni</i>	0,70	8,80	0,54	0,15	1,82
<i>CuNi3Si</i>	1,80	8,80	0,38	0,54	2,45
<i>CuNi2Be</i>	2,90	9,00	0,40	0,81	3,23

Tabelle 2.5: *Temperaturleitfähigkeiten und Wärmeeindringkoeffizienten gebräuchlicher Kokillenwerkstoffe, berechnet aus Literaturangaben zur Wärmeleitfähigkeit, Dichte und spezifischen Wärmekapazität bei 200 °C [21, 36, 37, 158–160]*

#### 2.4.6 Auftragung von Oberflächenbeschichtungen

Um eine hohe Standzeit des Kokillenwerkstoffs zu erreichen, kommen Kokillenwerkstoffe mit hoher Wärmeleitfähigkeit in technisch relevanten Gießprozessen zum Einsatz, die vor dem Gießprozess beschichtet werden [63].

Beim TRC-Prozess unterliegen die Oberflächen der Gießwalzen durch den hohen Temperaturgradienten einer starken thermischen Beanspruchung [15]. Zum Schutz der Gießwalzen sind diese häufig mit Nickel beschichtet und weisen dadurch eine erhöhte Temperaturwechselbeständigkeit auf [6]. In einigen Fällen werden thermisch isolierende Beschichtungen (Kaolinit etc.) zwischen Schmelze und Kokillenwerkstoff eingesetzt, um den Wärmeübergang zu reduzieren und gleichmäßiger zu machen. Sie bestehen in der Regel aus einer oder mehreren kompakten und einer porösen Phase. Der Wärmewiderstand der Schicht insgesamt hängt vom Wärmewiderstand der einzelnen Phasen ab. Auf der mikroskopischen Ebene betrachtet, ist die isolierende Beschichtung ein poröser Festkörper, in dem Wärme über Berührstellen zwischen den Partikeln und durch Wärmestrahlung übertragen wird. Darüber hinaus kann Wärme durch Wärmeleitung und Konvektion des Gases in den Poren übertragen werden [63]. Es zeigte sich, dass mit steigender Dicke der isolierenden Beschichtung, die Anzahl der Oberflächenfehler der Erstarrungsschicht reduziert werden [6]. Dieser Befund wird damit erklärt, dass mit steigender Dicke der isolierenden Beschichtung, lokale Unterschiede im Wärmeübergang geringer werden. Diese können zu unterschiedlich warmen Bereichen und dadurch zu thermischen Spannungen in der Bandoberfläche führen. Aufgrund der hohen Abkühlraten beim Zweiwalzen-Gießverfahren ist der Werkstoff unter Umständen nicht in der Lage, die unterschiedlich starken Schrumpfungen, durch Kriechen auszugleichen; es treten Risse im Bandwerkstoff auf.

Untersuchungen mit  $ZrO_2$  beschichteten Gießwalzen lassen erkennen, dass schon bei geringen Schichtdicken von 50  $\mu m$  der Wärmeübergang gleichmäßiger wird und die Temperaturunterschiede an der Oberfläche der gegossenen Bänder geringer werden [161].

Während des Gießprozesses lagern sich durch den Kontakt mit der Schmelze Oxide an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs ab. In [138, 144, 147] wurde festgestellt, dass durch die Oxidschicht der Wärmefluss erhöht wird und der Anstieg des Wärmeflusses auf die verbesserte Benetzung des Kokillenwerkstoffs zurückzuführen ist.

### 2.4.7 Veränderung des Staudrucks

Ohne die Benetzbarkeit zu verändern, läßt sich der Wärmestrom auch durch die Steigerung der kinetischen Energie der strömenden Schmelze (Staudruck) erhöhen. Zu diesem Ergebnis kommen Untersuchungen, in denen Schmelze mit unterschiedlichen Strömungsdrücken senkrecht auf die Oberfläche des Kokillenwerkstoffs gespritzt wurde [71].

Durch das Aufspritzen auf ein rotierendes Rad lassen sich beim MS-Verfahren im Bereich des Auftreffpunkts Werte von mehr als  $100 \text{ W/cm}^2\text{K}$  für  $\alpha_G$  erreichen [73]. Der Anstieg von  $\alpha_G$  wird damit erklärt, dass durch die Erhöhung des Strömungsdrucks die Schmelze tiefer in die Bereiche zwischen den Rauigkeitsspitzen eindringen kann und sich  $A_{Metall}$  dadurch vergrößert [147]. Dieser Effekt ist mit vergleichsweise rauen Oberflächen [142] und bei hohen Abgießtemperaturen der Schmelze besonders deutlich erkennbar [162]. Bei rauen Oberflächen kann  $A_{Metall}$  größere Werte erreichen als bei glatten Oberflächen. Hohe Abgießtemperaturen sind mit einem vergleichsweise geringen Erstarrungsgrad ( $f_{Sol} < 1$ ) und daher mit einer geringen Oberflächenspannung und Viskosität der Schmelze verbunden, die eine Ausfüllung der Bereiche zwischen den Rauigkeitsspitzen erleichtern.

### 2.4.8 Veränderung des mechanischen Drucks

Ist der Erstarrungsprozess abgeschlossen ( $f_{Sol} = 1$ ), dann kann  $\alpha_G$  durch die Aufbringung eines mechanischen Drucks auf den erstarrten Feststoff der Wärmeübergang im Bereich der Zwischenschicht erhöht werden. Dieser Mechanismus wird während des TRC-Prozesses im Bereich des Stumpfs beobachtet. Aufgrund der Drehbewegung der Gießwalzen nähern sich die Halbschalen beim TRC-Prozess einander an und kommen an ihren Dendritenspitzen in Kontakt. Die durch die Anstellung der Gießwalzen eingebrachten Kräfte können dadurch auf die Halbschalen übertragen werden und sie mechanisch auf die Oberflächen der Gießwalzen pressen. Der mechanische Druck erhöht  $\alpha_G$  und kann zu einem Übergang von Newtonschen zu idealen Bedingungen führen [13]. Gießversuche mit  $Fe3\%Si$  zeigten, dass zwischen Poolbeginn (kein Umformdruck) und Poolende (voller Umformdruck)  $\alpha_G$  von 0,5 auf  $100 \text{ W/cm}^2\text{K}$  ansteigt [12].

In [163–165] wird über Untersuchungen berichtet, in denen  $\alpha_G$  beim Zusammenpressen von Metallblöcken mit unterschiedlich hohen Drücken bestimmt wurde. Die Ergebnisse zeigen, dass  $\alpha_G$  mit dem Druck ansteigt und einem Sättigungswert entgegen strebt [165]. Der Anstieg von  $\alpha_G$  lässt sich damit begründen, dass unter Druck  $A_{Metall}$  erhöht wird [35, 166]. Durch den Druck nimmt die Anzahl der Stellen zu, an denen Wärme besonders wirkungsvoll über den metallisch wärmeleitenden Kontakt abgeführt wird [35]. Die Flächen an den bereits vorhandenen Stellen werden vergrößert [13]. Die Zunahme der Flächengröße wird sowohl durch die Umformfestigkeit als auch durch den mechanischen Druck selbst begrenzt [166]. Die maximal erreichbare Größe von  $A_{Metall}$  wird erreicht, wenn die Umformfestigkeit und der mechanische Druck im Gleichgewicht miteinander stehen.

### 2.4.9 Veränderung des Gasdrucks

Unabhängig davon, ob der Erstarrungsprozess abgeschlossen ist oder nicht, lässt sich  $\alpha_G$  durch den Anstieg des Gasdrucks  $P_{Gas}$  erhöhen [167]. Abgesehen vom Steiggießprozess im geschlossenen Kessel eines Vakuuminduktionsofens, werden technisch relevante Gießprozesse in der Regel unter Luft durchgeführt.

Beim TRC-Prozess wird Luft im Bereich des Meniskus, zwischen die erstarrende Legierung und dem Kokillenwerkstoff eingezogen [79]. Während des Wärmeübergangs in die Gießwalzen heizt sich die Luft auf. Der Druck innerhalb des Luftvolumens steigt dadurch an und beeinflusst den Wärmeübergang, solange die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle größer ist als  $x_G$  [52]. An Gleichung (2.24) ist dieser Zusammenhang daran zu erkennen, dass sich  $\alpha_G \propto \rho_{Gas}$  und dadurch  $\alpha_G \propto P_{Gas}$  verhält.  $P_{Gas}$  ist ein Maß für die Anzahl von Gasmolekülen, die in einer bestimmten Zeit auf die Oberfläche des Kokillenwerkstoffs auftreffen und dort einen Impuls übertragen [60]. Mit steigender Größe von  $P_{Gas}$  wird die mittlere Stoßzahl erhöht und es treffen mehr Gasmoleküle pro Zeiteinheit auf die Oberfläche des Werkstoffs, die einen Teil ihrer Energie an den Kokillenwerkstoff abgeben.

## 2.5 Zeitabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten

In der Literatur wird der Wärmeübergang als ein dynamischer Prozess betrachtet, der zunächst den Wärmeinhalt des Kokillenwerkstoffs ansteigen lässt und zu seiner Ausdehnung führt (thermische Expansion) [72, 168]. An der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs bildet sich eine Erstarrungsschicht, deren Dicke während des Wärmeübergangs zunimmt und die dabei gleichzeitig abkühlt. Nach Unterschreiten der Nullfestigkeitstemperatur ( $DC04 : 1497^\circ C$ , [169]), kann sich die Erstarrungsschicht zusammenziehen (thermische Kontraktion).  $\alpha_G$  verhält sich umgekehrt proportional zu  $x_G$ , die unter diesen Bedingungen zeitlich nicht konstant ist. Das Zeitverhalten von  $\alpha_G$  ist daher im Zusammenhang mit der Zeitabhängigkeit von  $x_G$  zu diskutieren [33, 47, 170].

Die in der Literatur veröffentlichten Zeitverläufe von  $\alpha_G$  lassen sich in zwei unterschiedlichen Kategorien ordnen.

### 1. Konvergenter Zeitverlauf

In [32, 56, 66, 74, 171, 172] wird darüber berichtet, dass  $\alpha_G$  ausgehend von einem Maximalwert zu Beginn des Wärmeübergangs über die Dauer des Erstarrungsprozesses zu geringeren Werten hin tendiert.

### 2. Extremaler Zeitverlauf

Nach [71, 84, 85, 143, 156, 173] steigt  $\alpha_G$  zu Beginn des Wärmeübergangs an, erreicht innerhalb einer bestimmten Zeit (Anstiegszeit) einen Maximalwert und geht dann in den konvergenten Zeitverlauf über.

Abbildung (2.13) zeigt schematisch den konvergenten und extremalen zeitlichen Verlauf von  $\alpha_G$ . Darüber hinaus wird der Maximalwert von  $\alpha_G$  beim extremalen Zeitverlauf in Abhängigkeit von der Anstiegszeit dargestellt.

Ein konvergenter Zeitverlauf von  $\alpha_G$  ist beim MS-Verfahren zu beobachten. Durch das Aufspritzen der Schmelze auf die Oberfläche eines schnell rotierenden Rads erfolgt der Wärmeübergang im Bereich des Schmelzsumpfs unter nahezu idealen Bedingungen [171].  $\alpha_G$  erreicht dabei Werte von bis zu  $100 \text{ W/cm}^2\text{K}$  [74].

Der extremale Zeitverlauf von  $\alpha_G$  tritt beim BC-Verfahren auf. Hier sind die Bedingungen für den Wärmeübergang schlechter. Verantwortlich dafür ist die Vorauserstarrung der Schmelze im Bereich des Meniskus. Während des Füllprozesses bilden sich Gießrillen auf der Blockoberfläche [172]. Der Wärmeübergang erfolgt unter Newtonschen Bedingungen.  $\alpha_G$  liegt in der Größenordnung von  $0,03 \text{ W/cm}^2\text{K}$  [56] bis  $0,05 \text{ W/cm}^2\text{K}$  [66].



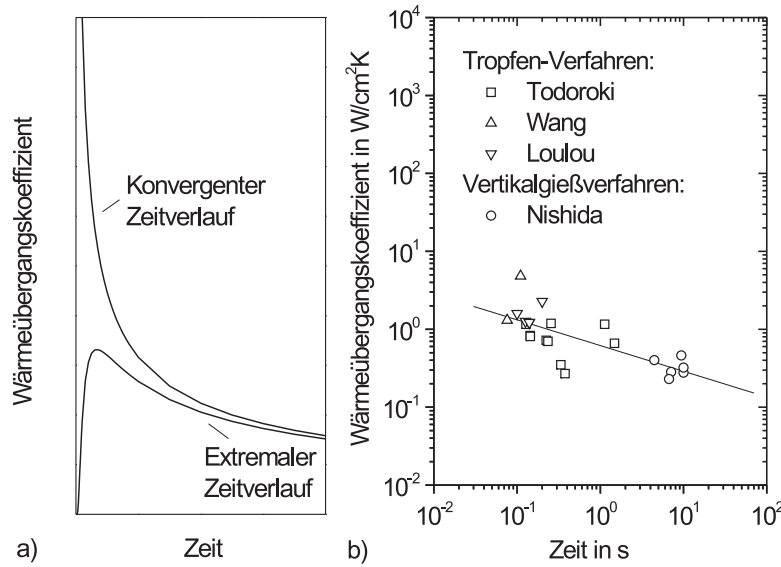


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung des a) extremalen und konvergenten zeitlichen Verlaufs des Wärmeübergangskoeffizienten; b) Zusammenhang zwischen dem Maximalwert des Wärmeübergangskoeffizienten und der Anstiegszeit (extremaler Zeitverlauf) [67, 71, 84, 156, 173]

Das Zeitverhalten von  $\alpha_G$  beim MS-Verfahren wird in [32, 73, 74] und beim BC-Verfahren in [56, 66, 84] auf die zeitliche Änderung von  $x_G$  zurückgeführt.  $x_G$  ändert sich durch die thermische Kontraktion der Erstarrungsschicht und die Expansion des Kokillenwerkstoffs. Über den extremalen Zeitverlauf von  $\alpha_G$  wird darüber hinaus im Zusammenhang mit dem Wärmeübergang zwischen Schmelztropfen und Kokillenwerkstoff [71, 156, 173], zwischen der Schmelze und dem eintauchenden Kokillenwerkstoff [85] und während des Vertikalgießverfahrens [84, 143] berichtet.

Nach [71, 156, 173] kann der Anstieg von  $\alpha_G$  damit erklärt werden, dass die Schmelze unmittelbar zu Beginn des Wärmeübergangs in die Bereiche zwischen die Rauigkeitsspitzen hinein fließt bis sich zwischen der Oberflächenspannung der Schmelze und dem Druck des eingeschlossenen Gases ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Zu diesem Zeitpunkt erreicht  $x_G$  seinen geringsten Wert und  $\alpha_G$  wird maximal.

Dieser Wert von  $\alpha_G$  ist umso höher, je weniger Zeit zum Erreichen des Maximalwerts benötigt wird. Innerhalb von 0,1 bis 10 s erreicht  $\alpha_G$  Maximalwerte zwischen 5 und 0,2 W/cm²K, siehe Abbildung (2.13b). In [5] wird über die Zeitabhängigkeit des Wärmestroms während des TRC-Prozesses berichtet. Es wird angenommen, dass  $\alpha_G$  den Wärmeübergang steuert und das Zeitverhalten des Wärmestroms bestimmt. Die Zeitabhängigkeit des Wärmestroms wird zwar als Abbildung der Zeitabhängigkeit von  $\alpha_G$  betrachtet, aber experimentell nicht bestimmt. In der überwiegenden Anzahl von Veröffentlichungen zum TRC-Verfahren [13, 19, 45, 83, 91, 107, 108, 113, 114, 117] und SC-Verfahren [22, 134] erfolgt die Angabe von  $\alpha_G$  ausschließlich als zeitlicher Mittelwert.



### 3 Aufbau der Gießversuche

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Wärmeübergang während des TRC- und BC-Prozesses in Abhängigkeit von der Zeit auf der Grundlage von Temperaturmessungen mit Thermoelementen untersucht. Zu diesem Zweck ist die bestehende Zweiwalzen-Gießanlage mit einer geeigneten Messeinrichtung erweitert worden. Neben den Bandgießversuchen erfolgte die Durchführung von Steiggießversuchen. Es ist dafür eine entsprechende Steigkokille entworfen und im geschlossenen Kessel eines Vakuuminduktionsofens in Betrieb genommen worden. Für die Untersuchung des Wärmeübergangs ist es unbedingt wichtig, dass die Temperatur des Kokillenwerkstoffs (Gießwalze oder Kokillenwand) möglichst genau und ohne zeitliche Verzögerung gemessen wird. In diesem Zusammenhang ist die Anordnung des Thermoelements zur Oberfläche der Gießwalze und Kokillenwände entscheidend. Die Umsetzung der passenden Anordnung beeinflusst den Aufbau der TRC- und BC-Anlage. Im Folgenden wird zunächst auf die Temperaturmessung mit Thermoelementen in Gießwalzen und Kokillenwänden eingegangen. Die folgenden Abschnitte berichten über den Aufbau der Anlage zum Bandgießen und zur Durchführung von Steiggießversuchen.

#### 3.1 Temperaturmessung in Gießwalzen und Kokillenwänden

Während des Gießprozesses geht Wärme von der Schmelze in den Kokillenwerkstoff über. Diese erhöht den Wärmeinhalt und die Temperatur des Kokillenwerkstoffs. Durch die Erwärmung entsteht am Messort eine Temperaturdifferenz zwischen dem Kokillenwerkstoff und dem Thermoelement. In Abbildung (3.1) ist der Aufbau des verwendeten Thermoelement-Typs mit Bajonett-Einschraubvorrichtung skizziert. Diese Temperaturdifferenz

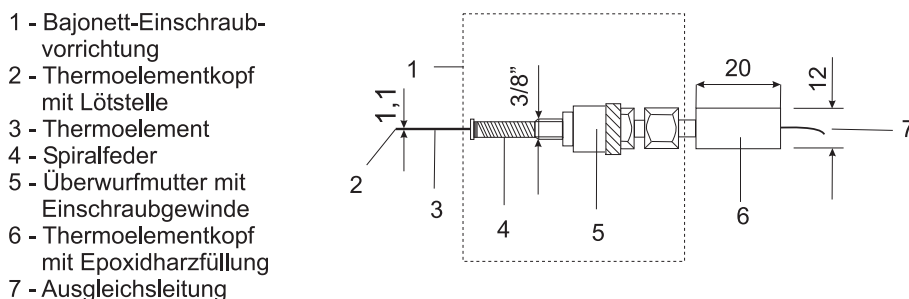


Abbildung 3.1: Skizze eines  $(Ni/Cr - Ni/Al)$ -Mantelthermoelements (Typ K) nach DIN EN 60584-1 mit Bajonett-Einschraubvorrichtung, bestehend aus Überwurfmutter mit Einschraubgewinde und Spiralfeder

führt zum Wärmeübergang in die Spitze des Thermoelements, heizt die Lötstelle auf und ermöglicht die Messung der Temperatur. Die Masse der Lötstelle  $m_{TC}$  und die spezifische Wärmekapazität des Lötstellenwerkstoffs  $c_{p,TC}$  legen dabei fest, wieviel Wärme mindestens nötig ist, um einen Temperaturanstieg von 1 K zu messen. Diese Wärmemenge

kennzeichnet die Messempfindlichkeit des Thermoelements  $E_{TC}$ . Sie läßt sich wie folgt abschätzen

$$E_{TC} = m_{TC} c_{p,TC} . \quad (3.1)$$

Bei dem eingesetzten Thermoelement beträgt  $m_{TC}$  etwa  $25 \cdot 10^{-3} g$ . Der Lötstellenwerkstoff besteht im Wesentlichen aus Nickel. Setzt man dann noch  $0,448 J/gK$  (Nickel, [62]) für  $c_{p,TC}$  in Gleichung (3.1) ein, dann ergibt sich  $E_{TC}$  zu  $0,011 J/K$ .

Thermoelemente mit relativ hoher Messempfindlichkeit und entsprechend geringer Lötstellenmasse sind insbesondere dann zu verwenden, wenn vergleichsweise wenig Wärme am Messort für die Temperaturmessung zur Verfügung steht. Dies ist die Situation während der Temperaturmessung in den Gießwalzen und Kokillenwänden. Ein Teil der aufgenommenen Wärme wird während der Temperaturmessung durch Ableitung im Mantelwerkstoff und in den Thermopaaren abgeführt, heizt das Thermoelement im Ganzen spürbar auf und geht dadurch für die Temperaturmessung verloren. Die für die Temperaturmessung zur Verfügung stehende Wärmemenge reicht für eine genaue Messung nicht aus. Die gemessene Temperatur  $T_{Mess}(x_0, t)$  ist fehlerhaft und entspricht nicht der tatsächlichen Temperatur des Kokillenwerkstoffs am Messort  $T(x_0, t)$ . Daher ist  $T(x_0, t)$  aus  $T_{Mess}(x_0, t)$  zu berechnen.

Eine Möglichkeit besteht darin,  $T_{Mess}(x_0, t)$  als ein kontinuierliches Temperatursignal und den Unterschied zwischen  $T_{Mess}(x_0, t)$  und  $T(x_0, t)$  als Ursache eines Zeitfehlers  $\delta t$  zu betrachten. Das bedeutet, dass das Thermoelement die Temperatur  $T(x_0, t)$  zeitlich verzögert

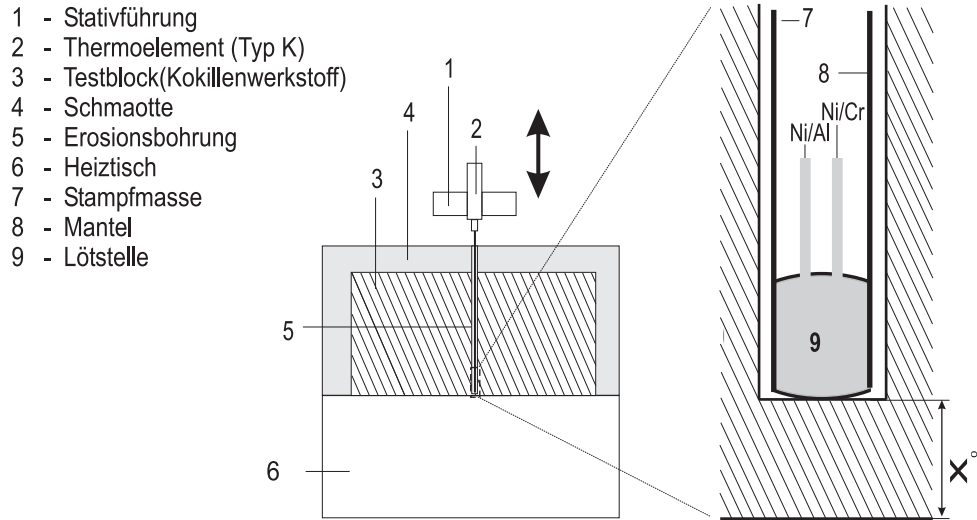


Abbildung 3.2: Versuchsaufbau zur experimentellen Bestimmung des Messfehlers bei der Temperaturmessung unter vertikaler Anordnung des Thermoelements

erfasst.  $T(x_0, t)$  ergibt sich dann aus  $T_{Mess}(x_0, t)$  durch Multiplikation mit der Korrelationsfunktion  $K(\delta t)$  zu

$$T(x_0, t) = K(\delta t) T_{Mess}(x_0, t) . \quad (3.2)$$

In [5] wird über den Einsatz dieses Verfahrens im Zusammenhang mit Untersuchungen zum Wärmestrom während des TRC-Prozesses berichtet. Die Berechnung von  $K(\delta t)$  erfolgt nach der Methode, die in [174] beschrieben ist.

Eine andere Möglichkeit besteht darin,  $T_{Mess}(x_0, t)$  als eine Folge von einzelnen Temperaturwerten anzusehen, die mit einem festen zeitlichen Abstand nacheinander gemessen

werden und denen jeweils ein Fehler im gemessenen Temperaturwert  $\Delta T_V$  zuzuordnen ist. Diese Methode wurde für die Auswertung der eigenen TRC- und BC-Versuche verwendet.  $T(x_0, t)$  ergibt sich dabei wie folgt

$$T(x_0, t) = T_{Mess}(x_0, t) + \Delta T_V(T_{Mess}) \quad (3.3)$$

Für die Berechnung von  $T(x_0, t)$  nach Gleichung (3.3) ist  $\Delta T_V$  in Abhängigkeit von  $T_{Mess}(x_0, t)$  experimentell zu bestimmen. Abbildung (3.2) zeigt schematisch das experimentelle Vorgehen zur Bestimmung von  $\Delta T_V$ . Im rechten Teilbild ist der Kontaktbereich zwischen Thermoelement und Kokillenwerkstoff vergrößert dargestellt. Während des Versuchs wird ein Testblock (Kokillenwerkstoff) mit funkenerosiv gefertigter Bohrung auf einem Laborheiztisch auf eine definierte Temperatur vorgeheizt. Nach Erreichen dieses Werts wird das Thermoelement über eine Stativführung mit dem Messort in Kontakt gebracht und die Temperatur  $T_{Mess}(x_0, t)$  ermittelt, die sich von der tatsächlichen Temperatur  $T(x_0, t)$  um den Fehler  $\Delta T_V$  unterscheidet. Wiederholt man diesen Vorgang für unterschiedliche Werte von  $T(x_0, t)$ , dann ergibt sich daraus der gesuchte Zusammenhang, der in Abbildung (3.3) graphisch dargestellt ist.

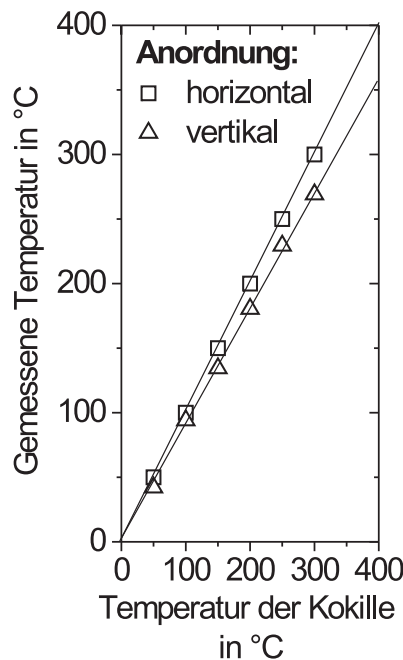


Abbildung 3.3: *Gemessene Temperatur in Abhängigkeit von der Temperatur des Testblocks; vertikale oder horizontale Thermoelementanordnung*

Die Auswertungen der Versuche mit Werkstofftemperaturen zwischen 50 und 300 °C zeigen, dass  $\Delta T_V$  bei senkrechten Aufdrücken des Thermoelements mit  $T_{Mess}(x_0, t)$  ansteigt. Im untersuchten Temperaturbereich lässt sich  $\Delta T_V$  als Funktion von  $T_{Mess}(x_0, t)$  wie folgt darstellen

$$\Delta T_V(T_{Mess}) = 0,11 T_{Mess}(x_0, t) \quad (3.4)$$

Für die Untersuchung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit von der Zeit ist es wichtig, dass die Temperatur  $T(x_0, t)$  nicht nur genau, sondern auch möglichst schnell vom Thermoelement gemessen wird. Die Geschwindigkeit der Messung verhält sich nach [175] umgekehrt proportional zur Zeit, die das Thermoelement benötigt, um rund 63% der vorgegebenen Temperatur zu messen (Ansprechzeit). Die Größe von  $\Delta T_V$  und die Geschwindigkeit, mit der sich  $\Delta T_V$  einstellt, sind von der Anordnung des Thermoelements zur Oberfläche des Kokillenwerkstoffs (Aufdruckwinkel) abhängig. Dieser Einfluss ist besonders deutlich im Vergleich von vertikaler oder horizontaler Anordnung des Thermoelements zur Werkstoffoberfläche erkennbar, siehe Abbildung (3.3). Der Effekt kann damit erklärt werden, dass die Größe von  $\Delta T_V$  davon abhängt, wieviel Wärme das Thermoelement aufnimmt, beziehungsweise

wieviel durch Ableitung innerhalb des Thermoelements für die Temperaturmessung verloren geht. Unter horizontaler Anordnung nimmt das Thermoelement nicht nur über

seine Spitze sondern auch über die seitliche Mantelfläche Wärme auf. Im Unterschied zur vertikalen Anordnung steht die Spitze nicht direkt mit der heißen Werkstoffoberfläche in Kontakt. Dadurch ist der Wärmeeintrag in die Spitze geringer; gleichzeitig geht auch weniger Wärme durch Ableitung innerhalb des Thermoelements für den Messvorgang verloren. Im Vergleich der Temperaturwerte erkennt man, dass bei horizontaler Anordnung  $\Delta T_V$  nahezu Null ist. Unter diesen Bedingungen entspricht  $T_{Mess}(x_0, t)$  in etwa  $T(x_0, t)$ .

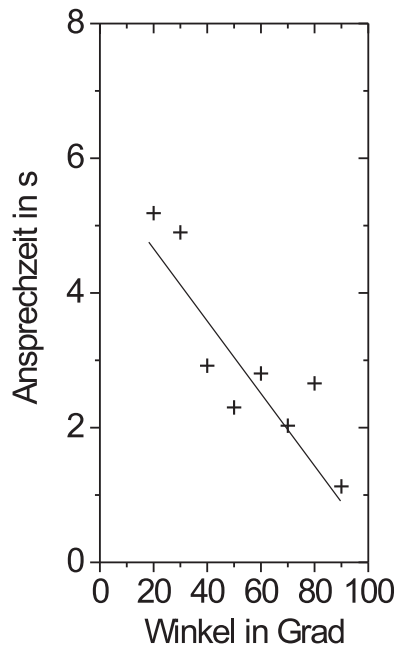


Abbildung 3.4: *Ansprechzeit des Thermoelements in Abhängigkeit vom Winkel zwischen dem Thermoelement und der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs*

Abbildung (3.4) zeigt die Ansprechzeit in Abhängigkeit vom Aufdruckwinkel. Messungen mit unterschiedlichen Winkelwerten zwischen 0 (horizontale Anordnung) und 90 ° (vertikale Anordnung) lassen erkennen, dass bei vertikaler Anordnung die Temperatur viel schneller gemessen werden kann als bei horizontaler Anordnung. Der Einfluss des Winkels auf die Größe der Ansprechzeit legt nahe, dass bei vertikaler Anordnung mehr Wärme von der Spitze des Thermoelements aufgenommen wird als bei horizontaler Anordnung. Die Lötstelle des Thermoelements kann sich dadurch schneller aufheizen und die Ansprechzeit vergleichsweise geringe Werte annehmen. Aus diesem Grunde ist die vertikale Anordnung der Thermoelemente besonders gut für die Messung des Temperaturanstiegs während des Gießprozesses geeignet. Für ein schnelles Antwortverhalten ist ein möglichst geringer Lötstellendurchmesser des Thermoelements wichtig [175].

In Bezug auf einen geringen Temperaturmessfehler durch Signaldämpfung innerhalb des Walzenwerkstoffs ist es von Vorteil, dass der Messort sich so nahe wie möglich an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs befindet [176]. Dies wurde hier mit einer Tiefe von 1 mm realisiert. Die Zeitverzögerung durch Wärmeleitung im Kokillenwerkstoff bis zum Messort liegt schätzungsweise zwischen 0,004 sec ( $CuNi3Si$ ) und 0,066 sec ( $X40CrMoV5 - 1$ ).

## 3.2 Bandgießversuche

Die Bandgießversuche wurden mit einer Zweiwalzen-Gießanlage vom Bessemer-Typ durchgeführt. Für die vorliegende Arbeit ist die bestehende Gießanlage [12] erweitert worden. Die Skizze in Abbildung (3.5) zeigt schematisch den Aufbau der Zweiwalzen-Gießanlage. In einer der Walzen ist ein Thermoelement eingebaut worden, das die Temperatur des Walzenwerkstoffs nahe der Walzenoberfläche während des Gießprozesses misst. Die Anlage lässt sich in ihrem derzeitigen Aufbau in vier unterschiedliche Bereiche unterteilen. Im ersten

Bereich erfolgt die Bereitstellung der Schmelze (Schmelzofen), im zweiten Bereich findet die Zuführung der Schmelze statt (Tundish und Tauchrohr), im dritten Bereich läuft der Erstarrungs- und der Umformungsprozess ab (Gießwalzen) und im vierten Bereich erfolgt die Prozessdatenerfassung.

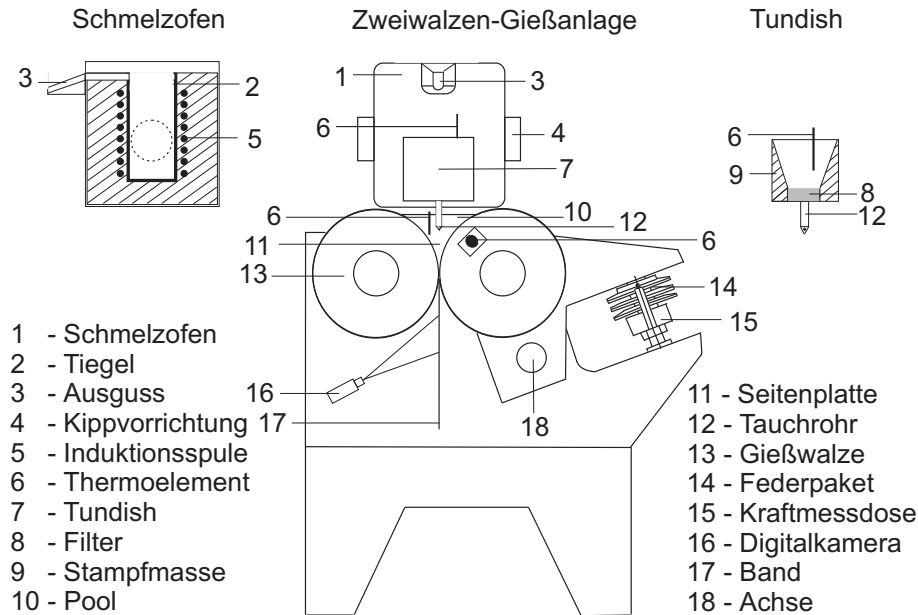


Abbildung 3.5: Aufbau der TRC-Gießanlage; Schmelzofen (links oben) und Tundish (rechts oben), jeweils im Halbschnitt

In den folgenden Abschnitten werden die genannten Bereiche näher beschrieben.

### 3.2.1 Bereitstellung der Schmelze

Die Bereitstellung der Stahlschmelze erfolgt in einem 30 kW-Mittelfrequenzofen. Für die Zuführung der Schmelze in den Pool steht ein Tundish-Tauchrohr-Aufbau zur Verfügung. Der Tundish besteht aus einem quaderförmigen Stahlrahmen, der mit einer feuerfesten Stampfmasse ( $MgO$ ) ausgekleidet ist. Die Stampfmasse ist an ihrer Oberfläche mit  $SiO_2$  versiegelt, um das Herausspülen von  $MgO$ -Partikeln zu reduzieren. Der Füllbereich des Tundishs und das Tauchrohr sind durch einen Keramikfilter aus Zirkonoxid voneinander getrennt. Der Filter hat eine Porengröße von 10 *ppi* (engl. pore per inch) und nimmt einen großen Teil der herausgespülten Stampfmassenbestandteile und Oxide [15] aus der Schmelze heraus.

### 3.2.2 Zuführung der Schmelze

Die Schmelze wird über ein Tauchrohr aus amorph geschmolzenem Siliziumoxid (Fused Silica [177]), das zur Reduzierung von Meniskusfluktuationen über eine Länge von 60 mm in den Pool hineinragt, in den Bereich zwischen den Gießwalzen zugeführt. Das Tauchrohr besitzt für den Austritt der Schmelze zwei rechtwinklig zur Rohrachse angeordnete

Austrittsöffnungen von 5,5 mm Durchmesser, die in Richtung der Seitenplatten ausgerichtet sind. Der Abstand zwischen der Tauchrohrspitze und der engsten Stelle zwischen den Gießwalzen beträgt 50 mm.

### 3.2.3 Zusammensetzung der Schmelze

Als Versuchslegierung wurde die Stahlsorte DC04 ausgewählt, siehe Tabelle (4.1). Den Ausschlag dafür gaben TRC-Versuche, in denen sich zeigte, dass man bei dieser Stahlsorte durch die Veränderung der Gießatmosphäre [79] oder der Legierungszusammensetzung [15] die Qualität der Bandoberfläche deutlich verbessern kann. TRC-Versuche unter Helium mit einem reduzierten Sauerstoffpartialdruck, anstatt unter Luft, führten zu nahezu rissfreien und glatten Bandoberflächen, wie sie sonst nur durch das Mikrolegieren des DC04 mit Titan ( $< 0,1\%$  [15]) hergestellt werden können.

Während dieser Befund durch Inspektion der Bandoberfläche nachgewiesen werden konnte, ließ sich die Ursache dafür nur in Ansätzen erklären. Der positive Einfluss des Heliums wurde darauf zurückgeführt, dass die Schmelze unter Helium weniger Stickstoff aufnimmt. Während der Erstarrung im Pool ist dadurch die Abgabe von Stickstoff in die Zwischenschicht geringer und der Wärmeübergang gleichmäßiger [79].

In Bezug auf den positiven Einfluss bereits geringer Mengen Titan wird in [15] auf die Affinität des Titans zum Stickstoff und eine verbesserte Benetzung des Kokillenwerkstoffs durch die titanhaltige Schmelze hingewiesen. Die Wirkung von Titan in Bezug auf den Wärmeübergang bleibt dabei ungeklärt.

Nach [178] bildet Titan mit dem Stickstoff in der Schmelze Titanitride. Diese wirken wie zusätzliche Keimstellen und dadurch kornfeinend während der Erstarrung der Schmelze. Mit Titan steigt die Festigkeit der erstarrenden Legierung schon bei höheren Temperaturen an [169]. Durch Titan kann daher die thermische Kontraktion der Erstarrungsschicht und dadurch der Wärmeübergang beeinflusst werden. Die thermische Kontraktion führt zur Ausbildung von Längsspannungen in der Erstarrungsschicht und kann dadurch das Abheben der Schicht bewirken. Der Wärmeübergang erfolgt nach dem Abheben hauptsächlich durch Gaswärmeleitung. Da Gase im Vergleich zu Metallen sehr schlechte Wärmeleiter sind, wird der Wärmeübergang durch das Abheben reduziert [12]. Untersuchungen zur Bildung von Heißrissen in der Bandoberfläche zeigen, dass die Bildungsorte für Risse häufig jene optisch sichtbaren Bereiche sind, in denen große Temperaturunterschiede in der Bandoberfläche bestehen. Durch die Vergleichsmäßigung des Wärmeübergangs ließ sich die Rissbildung einschränken [6]. Dies kann als Hinweis verstanden werden, dass Titan den Wärmeübergang vergleichmäßigt und dadurch die Rissbildung einschränkt.

### 3.2.4 Gießwalzen

Die vorhandene TRC-Anlage ist für das Vergießen von Schmelzmengen von etwa 12 kg ausgelegt. Diese vergleichsweise geringe Menge ist aus experimenteller Sicht von Vorteil, da sie die Verwendung ungekühlter Gießwalzen erlaubt und die Durchführung von TRC-Versuchen unter verschiedenen Gießbedingungen in kurzen Zeitabständen ermöglicht. Die Temperatur der ungekühlten Gießwalzen steigt während des TRC-Versuchs an [15]. Der Wärmeübergang in die Gießwalzen ist infolgedessen über den gesamten Versuchsverlauf instationär. Die Gießwalzen haben einen Durchmesser von 300 mm und eine Breite von 65 mm. Als Walzenwerkstoffe stehen X40CrMoV5 – 1 und CuNi3Si zur Verfügung. Sie



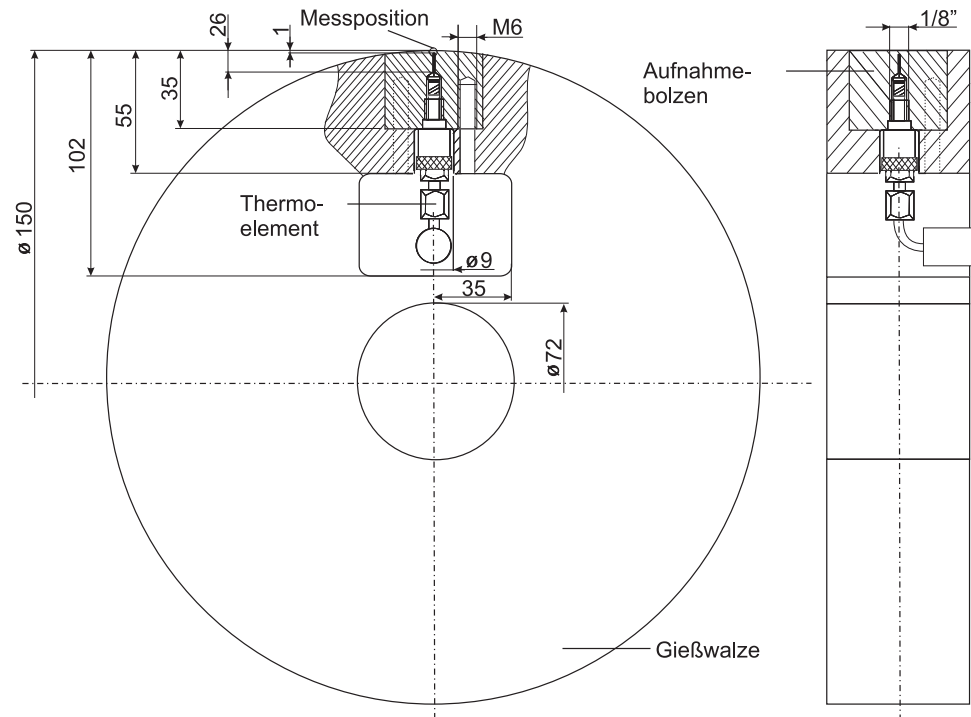
können mit unterschiedlichen Oberflächenrauigkeiten eingesetzt werden. Die Erhöhung der Oberflächenrauigkeit wirkt sich reduzierend auf die Häufigkeit von Oberflächenrissen aus. Es wird vermutet, dass hohe Oberflächenrauigkeiten wie eine zusätzliche thermische Dämmschicht zwischen der erstarrenden Legierung und dem Kokillenwerkstoff wirken und Temperaturunterschiede in der Bandoberfläche verringern [6]. Eine einfache und gleichzeitig reproduzierbare Einstellung der Oberflächenrauigkeit gewährleistet das Sandstrahlverfahren. Die erreichbare Oberflächenrauigkeit ist vom Walzenwerkstoff, dem Strahlmittel und dem Strahldruck abhängig [179]. Als Strahlmittel wurde Korund verwendet. Die Bearbeitung der Walzenmantelflächen erfolgte an drehbar gelagerten Gießwalzen. Zur Klassifizierung der erreichten Oberflächenrauigkeit wurde die mittlere Rautiefe  $R_a$  mit einem elektronischen Tastmessgerät (vergleiche DIN 4768) ermittelt. Zur Untersuchung des Einflusses der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang erhielten Gießwalzen und Kokillenwände eine mittlere Rautiefe von  $R_a = 1 \mu m$  oder  $7 \mu m$ . Um die Beständigkeit der voreingestellten Oberflächenrauigkeit zu gewährleisten, ist die Walzkraft so gering wie möglich zu wählen.  $F_W$  wird nach Abbildung (3.5) von der auf einer beweglichen Achse gelagerten Gießwalze aufgebracht und vor dem Versuch bei eingesetztem Blech mit Solldicke des Bands über die Position und die Anzahl der Federpakete eingestellt. Die Walzengeschwindigkeit  $v_W$  wird von einem 9 kW-Drehstrommotor vorgegeben und über eine ortsfeste Achse auf eine der Walzen übertragen, die mit der zweiten Walze über Zahnräder kraftschlüssig verbunden ist. Die Größe von  $v_W$  kann stufenlos in einem Bereich 10 bis 75 cm/sec vorgegeben werden.

### 3.2.5 Prozessdatenerfassung

Während der Gießversuche wird die Temperatur der Schmelze, die Temperatur in der Walze, die Anstellkraft der Walzen und die Umlaufgeschwindigkeit der Walzen analog gemessen, verstärkt, digitalisiert und mittels einer rechnergesteuerten Messdatenerfassung für die Auswertung gespeichert. Die Verbindung zwischen Thermoelement und Verstärker war aufgrund der geringen Anzahl von Walzenumdrehungen je Versuch ( $< 15$ ) über eine entsprechend lange und abgeschirmte Ausgleichsleitung möglich.

Die Temperaturmessung in der Schmelze fand über die Dauer des Gießprozesses im Tundish und im Pool nahe den Tauchrohröffnungen mit zwei  $Pt - Pt/Rh$ -Thermoelementen (Typ J, DIN EN 60584) statt. Die Thermoelemente sind zum Schutz von einem Quarzglasrohr mit 6 mm Außendurchmesser und 1 mm Wandstärke umgeben.

Die Temperaturmessung in der Walze erfolgt mit einer Messrate von 500 Hz durch ein  $Ni/Cr - Ni/Al$ -Mantelthermoelement (Typ K, DIN EN 60584-1) senkrecht zur Walzenoberfläche. In Abbildung (3.6) ist eine der Gießwalzen mit eingebautem Thermoelement schematisch dargestellt. Der Abstand zwischen Messort und Walzenoberfläche beträgt 1 mm. Das Thermoelement ist an seiner Spitze auf einen Durchmesser von 1,1 mm verjüngt und wird von einer funkenerosiv gefertigten Bohrung mit einem Durchmesser von 1,5 mm in einem Bolzen aus gleichem Walzenmaterial aufgenommen. Dieser besitzt einen Außendurchmesser von 50 mm, wird formschlüssig in den Walzenmantel eingesetzt und über zwei Schrauben mit der Walze verbunden. Innerhalb des Bolzens wird mittels eines Bajonettverschlusses in Verbindung mit einer Spiralfeder das Thermoelement mit einer geringen Kraft von etwa 3,5 N senkrecht am Messort befestigt. Um einen konstanten Anpressdruck trotz Aufheizung während des Gießprozesses zu ermöglichen, wurde als Federwerkstoff X40CrMoV5 – 1 eingesetzt. Abbildung (3.1) zeigt den Aufbau der Thermoelemente mit Bajonettverschluss.



Zur Messung von  $v_W$  befindet sich auf der Antriebswelle ein elektronischer Impulsgeber, über den die Zeit für eine Umdrehung erfasst, elektronisch in ein analoges Spannungssignal übersetzt und daraus die Geschwindigkeit ermittelt wird.

Die Temperatur der Schmelze,  $F_W$  und  $v_W$  werden mit Messraten von  $20\text{ Hz}$  erfasst. Die Bandoberfläche wird ca.  $13\text{ cm}$  unterhalb des Walzspalts mit einer Digitalkamera dokumentiert.

### 3.3 Steiggießversuche

Neben Bandgießversuchen wurden Steiggießversuche in einem evakuierbaren Kessel unter Vorgabe definierter Zusammensetzungen des Umgebungsgases durchgeführt. Die Anlage für Steiggießversuche wird in die Bereiche Schmelzofen, Schmelzenzufuhr, Kokillenwände, Prozesssteuerung und Messdatenerfassung unterteilt und im Folgenden näher beschrieben.

### 3.3.1 Schmelzöfen und Schmelzenzufuhr

Für die Erschmelzung des Stahls steht ein 200 kW-Induktionsofen zur Verfügung. Der Aufbau der Steigkokille ist schematisch in der Seitenansicht in Abbildung (3.7) und in der Draufsicht in Abbildung (3.8) dargestellt. Die Zuführung der Schmelze in den Füllbereich der Steigkokille erfolgt über eine Tundish-Keramikkanal-Konstruktion.

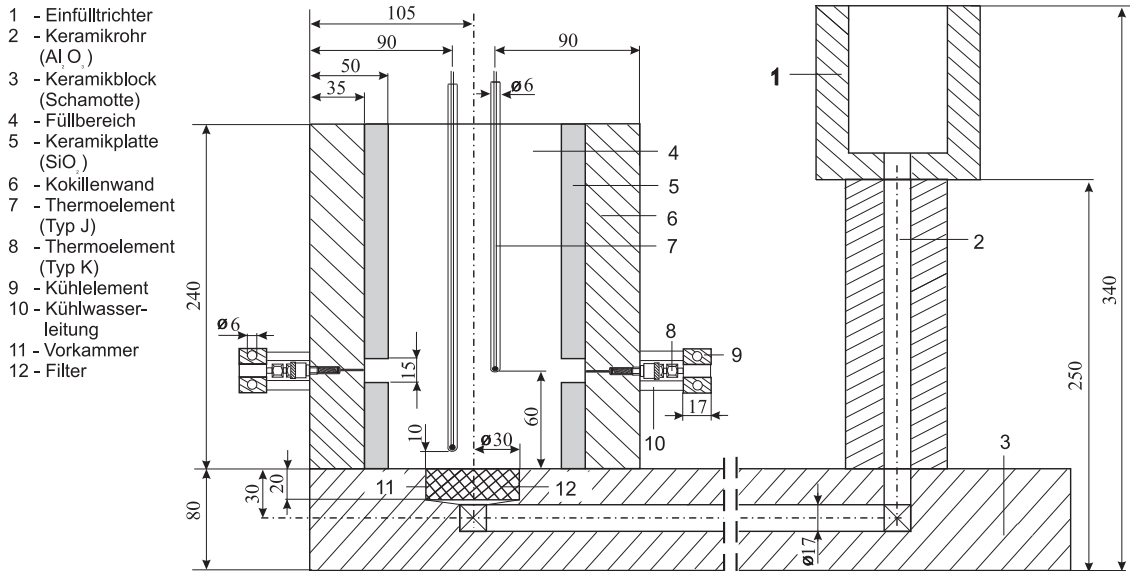


Abbildung 3.7: Aufbau der Steiggießkokille; Darstellung in der Seitenansicht im Vollschnitt (Maße in mm)

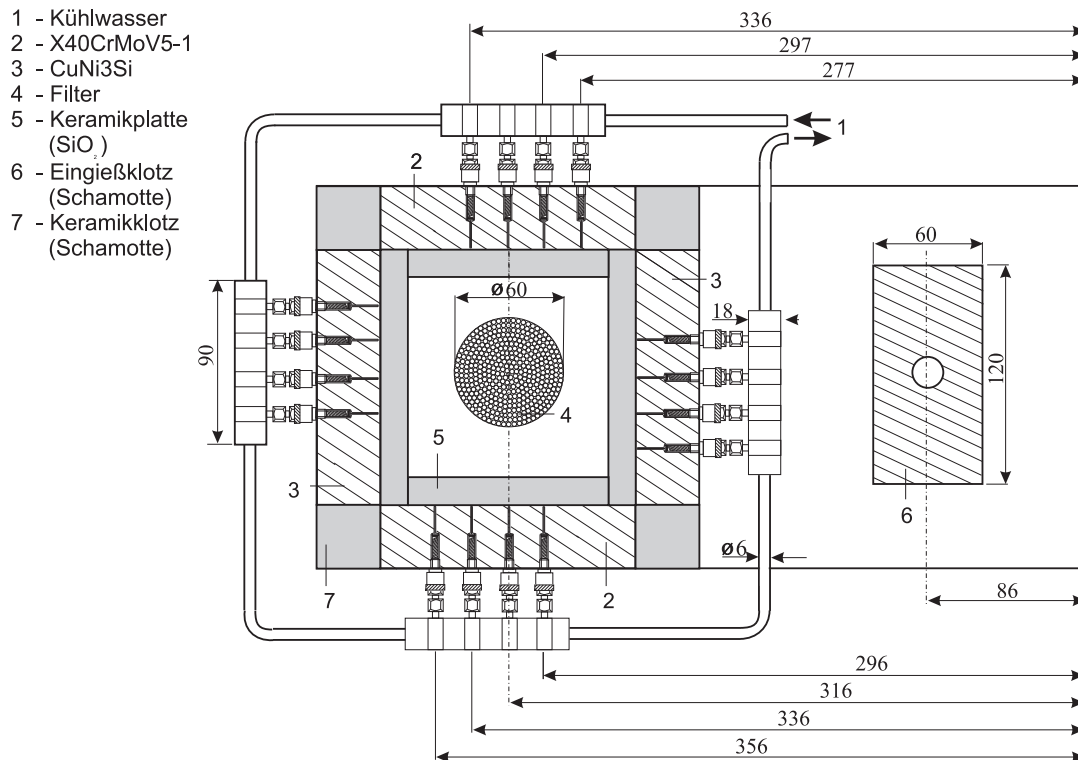


Abbildung 3.8: Aufbau der Steiggießkokille; Darstellung in der Draufsicht im Vollschnitt (Maße in mm)

Der Tundish befindet sich seitlich erhöht neben dem Füllbereich der Steigkokille. Er besteht aus einem Stahlrahmen, der mit Stampfmasse aus  $MgO$  ausgekleidet und mit  $SiO_2$  versiegelt ist. Der Tundish ist mit dem Füllbereich über den Einguss und Keramikunterbau aus Schamotte verbunden. Tundish, Einguss und Keramikunterbau werden über ein Keramikrohr aus  $Al_2O_3$  von 17 mm Durchmesser und insgesamt 610 mm Länge mit der Vorkammer unterhalb des Füllbereichs verbunden. Im Übergang von der Vorkammer zum Füllbereich ist ein Keramikfilter aus Zirkonoxid mit einem Durchmesser von 60 mm eingesetzt, der Oxide und Stampfmassenreste vor dem Eintritt in den Füllbereich zurückhält.

### 3.3.2 Kokillenwände

Der Füllbereich mit quadratischer Grundfläche oberhalb des Filters wird von vier Kokillenwänden begrenzt, siehe Abbildung (3.8). Die Kokillenwände haben eine Höhe von 220 mm, eine Breite von 140 mm und eine Dicke von 35 mm. Die Wände bestehen aus  $X40CrMoV5 - 1$  oder  $CuNi3Si$  und sind an den Ecken durch Keramikklötze, mit geringer Wärmeleitfähigkeit, aus Schamotte von einander getrennt, um den Wärmeübergang zwischen den Kokillenwänden zu begrenzen. Die Wandoberflächen sind im Füllbereich der Kokille mit 15 mm dicken Platten aus Fused Silica abgedeckt, um das Voreilen der Wärme in den Kokillenwänden während des Schmelzenanstiegs zu verhindern. Für den direkten Wärmeübergang zwischen der erstarrenden Legierung und den Kokillenwänden steht je Wand ein rechteckiges Flächenstück von 140 mm Breite und 15 mm Höhe, 60 mm oberhalb des Kokillenbodens zur Verfügung. Dort sind auch die Wandthermoelemente positioniert. Die Schmelze verbleibt bis zur vollkommenen Durcherstarrung in der Kokille. Die metallischen Wände heizen sich über die Dauer des Gießversuchs und zum Teil auch noch während der Abkühlphase auf.

### 3.3.3 Prozesssteuerung und Temperaturmessung

In jeder Kokillenwand messen vier  $Ni/Cr - Ni/Al$ -Mantelthermoelemente (Typ K) 60 mm oberhalb des Filters und 1 mm unterhalb der Oberfläche die lokalen Temperaturen. Der Wärmeeintrag in das Wandmaterial heizt die Mäntel der Thermoelemente auf. Konstruktionsbedingt werden die Thermopaare am Kopf des Thermoelements herausgeführt. Der Mantel und die Thermopaare sind an dieser Stelle durch eine Epoxidharzfüllung voneinander getrennt. Aufgrund der unterschiedlichen Volumenausdehnungskoeffizienten von Mantelwerkstoff und Epoxidharz können die Thermoelemente durch den Wechsel zwischen Aufheizung und Abkühlung während des BC-Versuchs zerstört werden. Um die Thermoelemente zu schützen, sind wassergekühlte Kupferbacken so konstruiert und gefertigt worden, dass sie je vier Thermoelementköpfe außerhalb einer Kokillenwand umfassen und kühlen. Wie beim TRC-Versuch wird die Temperatur der Schmelze von quarzglasummantelten  $Pt - Pt/Rh$ -Thermoelementen (Typ J) gemessen. Im Unterschied zum TRC-Versuch werden für die Messungen zwei Thermoelemente vom Typ J in einer Höhe von 10 mm und 60 mm über dem Kokillenboden eingesetzt. Sie ermöglichen die Abschätzung der Anstiegsgeschwindigkeit des Schmelzspiegels während der Durchführung des BC-Versuchs.

## 4 Durchführung der Gießversuche

Das vorliegende Kapitel berichtet über die Durchführung von TRC- und BC-Versuchen. Die TRC-Versuche werden mit unterschiedlichen Umlaufgeschwindigkeiten (Gießgeschwindigkeiten), Oberflächenrauigkeiten und Werkstoffen der Gießwalzen durchgeführt.

Als Schmelze kommt eine niedrigkohlenstoffhaltige Stahlsorte mit und ohne Titan als Mikrolegierungselement zum Einsatz. Die TRC-Versuche werden durch BC-Versuche unter Luft oder Helium ergänzt. Darüber hinaus werden BC-Versuche durchgeführt, bei denen die Zusammensetzung der Schmelze und die Oberflächenrauigkeit der Kokillenwände wie beim Bandgießen variiert werden.

### 4.1 Bandgießversuche

Die Durchführung von Bandgießversuchen wird unter folgenden Gesichtspunkten beschrieben:

- Massenstrom
- Temperatur der Schmelze
- Zusammensetzung der Schmelze
- Temperatur und Geschwindigkeit der Walzen
- Anstellkraft der Walzen
- Temperatur des Bands
- Dicke des Bands

#### 4.1.1 Massenstrom

Während des Bandgießversuchs werden 10 kg Material im Induktionsofen unter Argon erschmolzen und mit einer Temperatur von 1680 °C dem vorgeheizten Tundish zugeführt. Die Schmelze durchströmt den Keramikfilter und gelangt über das Tauchrohr in den Bereich zwischen den Gießwalzen. Während des Gießprozesses ist die pro Zeiteinheit zugeführte Schmelzenmasse  $\dot{m}_Z$  nicht steuerbar. Die Größe von  $\dot{m}_Z$  ist vom Durchmesser der Austrittsöffnungen im Tauchrohr und der Viskosität der Schmelze abhängig [6]. Zu Beginn des TRC-Prozesses ist  $\dot{m}_Z$  größer als die pro Zeiteinheit abgeführte Masse als Band  $\dot{m}_A$ , die sich aus der Geschwindigkeit der Gießwalzen  $v_W$ , Dichte des Bandmaterials  $\rho_B$ , seiner Dicke  $d_B$  und Breite  $b_B$  abschätzen läßt

$$\dot{m}_A = v_W \rho_B b_B d_B . \quad (4.1)$$

Der Pool baut sich in dieser Phase auf; die Poolhöhe  $h_P$  steigt dabei an. Im stationären Betrieb des Gießprozesses ist  $\dot{m}_Z = \dot{m}_A$  (Massenkontinuität [180]). Die Größe des Massenstroms beträgt dann 180 bis 270 g/s. Unter diesen Bedingungen folgt  $h_P$  aus dem Walzendurchmesser  $d_W$  und der Poolbreite  $b_P$  zu

$$h_P = \frac{1}{2} \sqrt{2d_W b_P - b_P^2} . \quad (4.2)$$

In Abbildung (4.1) ist schematisch dargestellt, wo  $h_P$  und  $b_P$  beim TRC-Verfahren zu finden sind.  $h_P$  erreicht unter stationären Bedingungen einen Höchstwert von 12,5 cm.

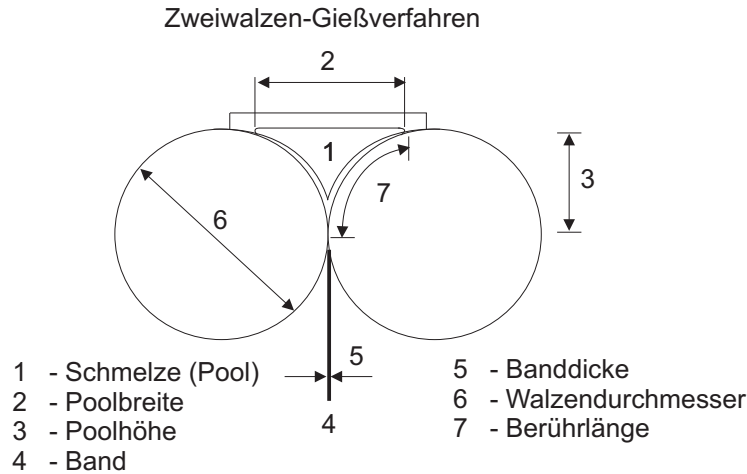


Abbildung 4.1: Charakteristische Parameter zur Berechnung der maximalen Poolhöhe beim TRC-Prozess

Die maximale Ausdehnung des Pools ist anhand der oxidischen Ablagerungen auf den Keramikseitenplatten erkennbar. Abbildung (4.2) zeigt die oxidbelegte Oberfläche einer Seitenplatte nach dem TRC-Versuch. Zum Ende des Gießprozesses ist  $\dot{m}_Z < \dot{m}_A$ ; der Pool baut sich ab und  $h_P$  sinkt.

#### 4.1.2 Temperatur der Schmelze

Die Messung der Temperatur der Schmelze erfolgt über die Dauer des Gießprozesses sowohl im Tundish als auch im Pool mit einem quarzglasummantelten Thermoelement (Typ J). Abbildung (4.3) zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur der Schmelze, gemessen im Tundish und im Pool während des TRC-Prozesses. Die Temperaturmessung im Tundish beginnt mit der Temperatur, auf die der Tundish vorgeheizt wurde. Der Tundish mit Filter und Tauchrohr wird vor dem Beginn des Gießprozesses über einem Gasbrenner auf etwa 400°C vorgeheizt, um das Einfrieren der Schmelze im Filter und Tauchrohr beim Angießen zu verhindern. Im Bereich zwischen den Gießwalzen beginnt die Temperaturmessung vor der Zuführung der Schmelze mit einer Temperatur, die der Umgebungstemperatur nahe dem heißen Tauchrohr entspricht (etwa 80 °C).

Anhand des zeitlichen Verlaufs der Temperaturkurven während des TRC-Prozesses ist zu erkennen, dass zu Beginn des Gießversuchs die gemessene Temperatur ansteigt und nach etwa 13 sec einen stationären Wert im Tundish und im Pool erreicht. Dieser Anstieg kann damit erklärt werden, dass während der Zuführung von Schmelze das Thermoelement

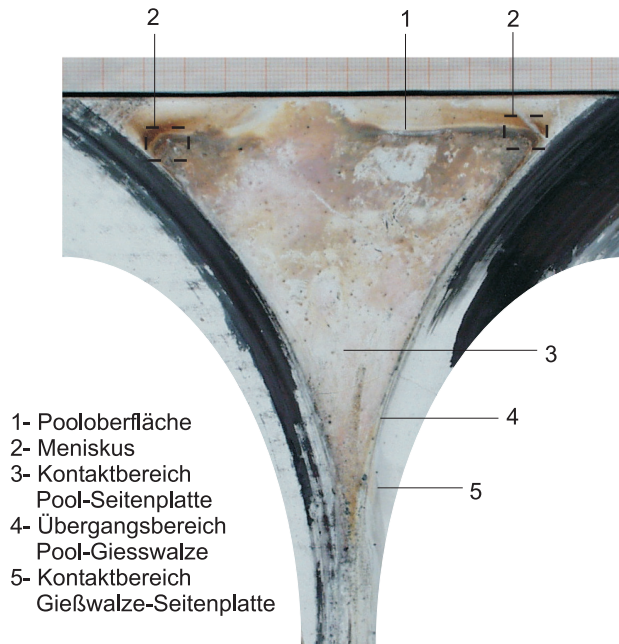


Abbildung 4.2: Oxidische Ablagerungen auf der Oberfläche einer Seitenplatte nach einem TRC-Versuch; Skala oberhalb der Seitenplatte in Millimeterteilung

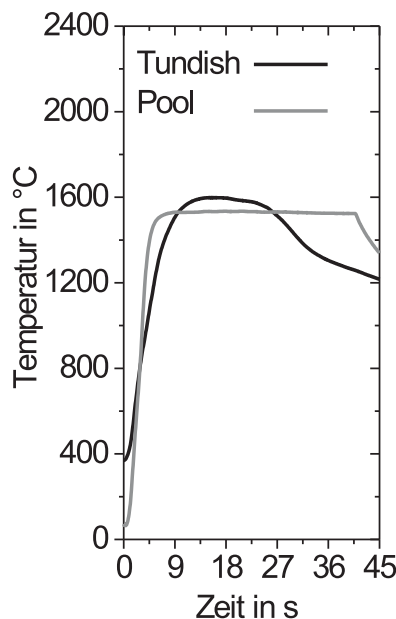


Abbildung 4.3: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Schmelztemperatur im Tundish und im Pool während des Gießprozesses

Wärme durch Strahlung und über Konvektion durch die Schmelze aufnimmt. Durch den Anstieg des Schmelzspiegels, kann das Quarzglas mehr Wärme über seine Oberfläche aufnehmen. Ein Teil dieser Wärme heizt den Glaswerkstoff selbst auf und führt zu einer erkennbaren Trübung. Ein anderer Teil geht an der Stelle, wo das Quarzglas und die Spitze des Thermoelements sich berühren in die Lötstelle über und erhöht die Lötstellentemperatur. Aufgrund der geringen Größe der Berührfläche zwischen Quarzglas und Lötstelle (punktförmig) zu Beginn der Messung, ist der Temperaturanstieg vergleichsweise gering weil vergleichsweise wenig Wärme aufgenommen wird. Über die Dauer der Temperaturmessung wird das Quarzglas weicher, die Berührfläche kann sich dadurch vergrößern und der Temperaturanstieg in die Lötstelle beschleunigen, bis sich ein stationärer Temperaturwert einstellt. Der wahren Temperatur der Schmelze kommt der gemessene maximale Temperaturwert von 1600 °C am nächsten. Davon ausgehend verliert die Schmelze beim Übergang vom Ofen in den Tundish etwa 80 °C. Die gemessene Temperatur der

Schmelze im Pool steigt schneller an als im Tundish, da der Schmelzspiegel zwischen den Gießwalzen schneller ansteigt. Die Maximaltemperatur von  $1535\text{ }^{\circ}\text{C}$  wird nach  $7,5\text{ sec}$  erreicht. Das Thermoelement ist zu diesem Zeitpunkt vollständig von Schmelze umgeben. Von den Maximalwerten im Tundish und Pool ausgehend lässt sich ein Temperaturverlust von  $65\text{ }^{\circ}\text{C}$  für den Übergang vom Tundish in den Pool abschätzen. Der Kontakt zwischen Schmelze und Luft führt nicht nur zu einem Temperaturverlust, sondern auch zur Aufnahme von Sauerstoff und Bildung von Oxiden, die sich aufgrund ihrer geringeren Dichte an der Pooloberfläche anreichern [79]. In diesem Bereich verliert die Schmelze Wärme durch Strahlung und durch Konvektion der Luft. Es bildet sich eine dünne Haut vorausestarrter Schmelze. Durch die Strömung der Schmelze im Pool und die Bewegung der Walzen wird die Haut in den Kontaktbereich zwischen Schmelze und Walzenoberfläche eingezogen.

### 4.1.3 Zusammensetzung der Schmelze

Die Zusammensetzung der Schmelze unterliegt den versuchsbedingten Schwankungen. Tabelle (4.1) zeigt Mittelwerte und Standardabweichungen in der chemischen Analyse gegossener Bänder. Die Bandgießversuche wurden mit und ohne Titanzugabe durchgeführt.

	C	Mn	Al	S	P	N	O	Ti
Sollwert	$\leq 0,08$	$\leq 0,4$		$\leq 0,03$	$\leq 0,03$			
Messwert	0,09	0,40	0,06	0,010	0,010	0,010	0,033	0,07
Schwankung( $\pm$ )	0,02	0,03	0,01	0,001	0,004	0,004	0,009	0,01

Tabelle 4.1: Sollwerte (nach DIN EN 10130), durchschnittliche Messwerte und Schwankungen der chemischen Zusammensetzung der Schmelze der Stahlsorte DC04 (in Gew. – %)

Zur Abbindung des Sauerstoffs wird der Schmelze  $0,05\text{ }\%$  Aluminium zugesetzt. Die Durchführung der Gießversuche unter Luft führt zu Sauerstoffgehalten zwischen 240 und 420 ppm und Stickstoffgehalten zwischen 60 und 140 ppm im gegossenen Band.

### 4.1.4 Temperatur und Geschwindigkeit der Walzen

Die erstarrende Legierung steht im Pool über eine Berührlänge  $l_B$  mit den Oberflächen der Gießwalzen in Kontakt, siehe Abbildung (4.1). Der Maximalwert von  $l_B$  ergibt sich aus der Gießgeschwindigkeit  $v_W$  und der Berührzeit  $t_I$  zu

$$l_B = v_W t_I \quad . \quad (4.3)$$

$l_B$  erreicht während des TRC-Prozesses Werte von bis zu  $14,5\text{ cm}$ . Über die Länge  $l_B$  findet der Wärmeübergang in den Walzenwerkstoff und das Wachstum der Halbschalen an der Oberfläche der Gießwalzen statt. Durch den Wärmeübergang steigt der Wärmeinhalt und die Temperatur der ungekühlten Gießwalzen an. Abbildung (4.4) und Abbildung (4.5) zeigen die Walzentemperatur in Abhängigkeit von der Zeit während des TRC-Prozesses. Die Walzentemperatur steigt im Bereich des Pools an; außerhalb des Pools fällt die Walzentemperatur wieder ab. Aufgrund der kurzen Versuchsdauer steigt die Eintrittstemperatur der Walze von Umlauf zu Umlauf an. Über die Dauer des Gießprozesses ist ein gezackter



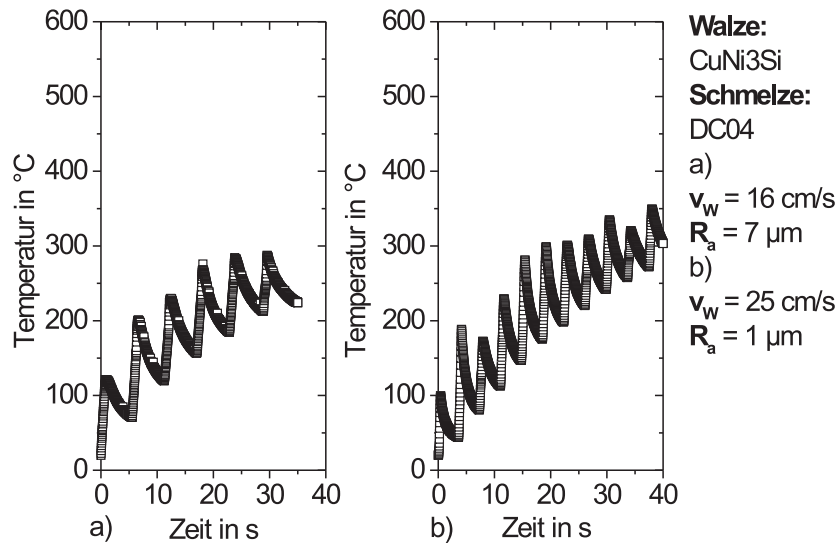


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Walzentemperatur während des TRC-Prozesses; Walzenwerkstoff CuNi3Si; jeder Zacken entspricht einem Walzenumlauf

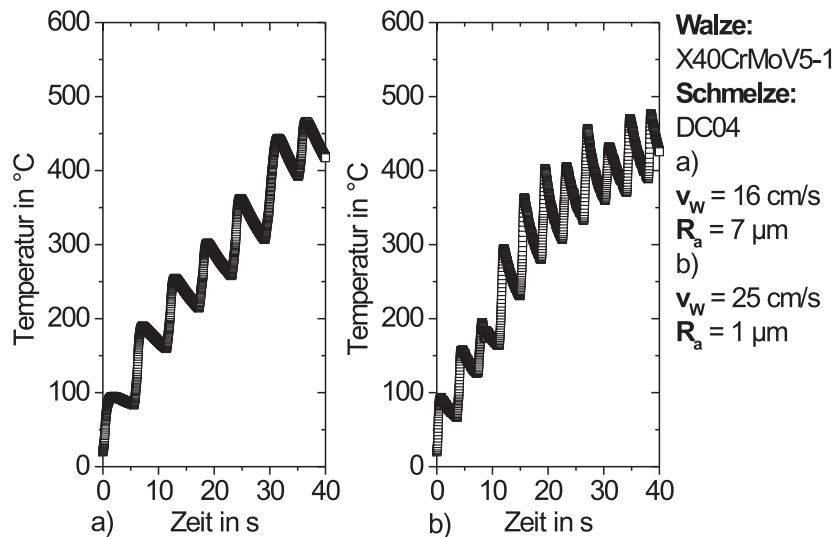


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Walzentemperatur während des TRC-Prozesses; Walzenwerkstoff X40CrMoV5 – 1; jeder Zacken entspricht einem Walzenumlauf

zeitlicher Verlauf der Temperaturkurve zu erkennen. Die Walzentemperatur erreicht bei einer Walzengeschwindigkeit von  $25 \text{ cm/s}$  und Oberflächenrauigkeit von  $1 \mu\text{m}$  eine maxi-

male Temperatur von  $340\text{ }^{\circ}\text{C}$  ( $\text{CuNi3Si}$ ) bis  $480\text{ }^{\circ}\text{C}$  ( $\text{X40CrMoV5-1}$ ), siehe Abbildung (4.4b) und (4.5b). Die Messungen belegen den priodisch instationären Wärmeübergang in die Walzen. Während der Walzenerwärmung bildet sich eine Oxidschicht an der Walzenoberfläche. Diese wird durch Sandstrahlen der Mantelflächen vor jedem Versuch entfernt. Im oberen und größten Teil des Pools, dem Sumpf, bildet sich durch den Erstarrungsprozess an der Oberfläche der Gießwalzen eine Erstarrungsschicht (Halbschale). Im Stumpf werden die Halbschalen über die Anstellkraft der Gießwalzen  $F_W$  (Walzkraft) zu einem Band verbunden. Die Ausdehnung des Stumpfes (Stumpfhöhe) beträgt einige Millimeter.

#### 4.1.5 Anstellkraft der Gießwalzen

In Abbildung (4.6) ist  $F_W$  (Anstellkraft der Gießwalzen) über die Dauer des TRC-Prozesses dargestellt.

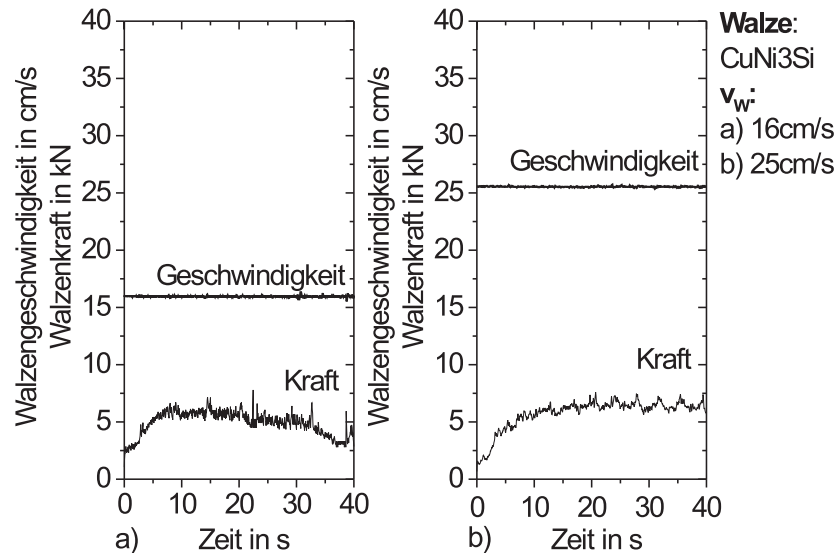


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf der Walzkraft und der Walzengeschwindigkeit über die Dauer eines TRC-Versuchs; Walzenwerkstoff  $\text{CuNi3Si}$

$F_W$  steigt zu Beginn des TRC-Prozesses zunächst an, weil im Zuge des Poolaufbaus die Halbschalendicke  $x_S$  ansteigt.  $F_W$  erreicht innerhalb von 7 s (Walzengeschwindigkeit 16 cm/s) bis 13 s (Walzengeschwindigkeit 25 cm/s) einen Sättigungswert von etwa 6 kN. Der Pool hat zu dieser Zeit seine maximale Höhe erreicht und es zeigen sich typische Kraftschwankung (Standardabweichung der Walzkraft beträgt 0,5 kN) um den Mittelwert. Die statistischen Schwankungen im Verlauf von  $F_W$  entsprechen den Schwankungen in der Dicke des Bandes  $d_B$  [45].

#### 4.1.6 Dicke und Oberfläche des Bands

$d_B$  ist am kalten Band über die Gesamtlänge von 6 bis 9 m gemessen worden. Die Messung erfolgte mit einer Messschraube quer zur Gießrichtung und in Abständen von 50 cm

zwischen den Messstellen. Abbildung (4.7) zeigt die Ergebnisse der Banddickenmessung, aufgetragen über die Bandlänge für Walzen aus *CuNi3Si* und *X40CrMoV5-1*.

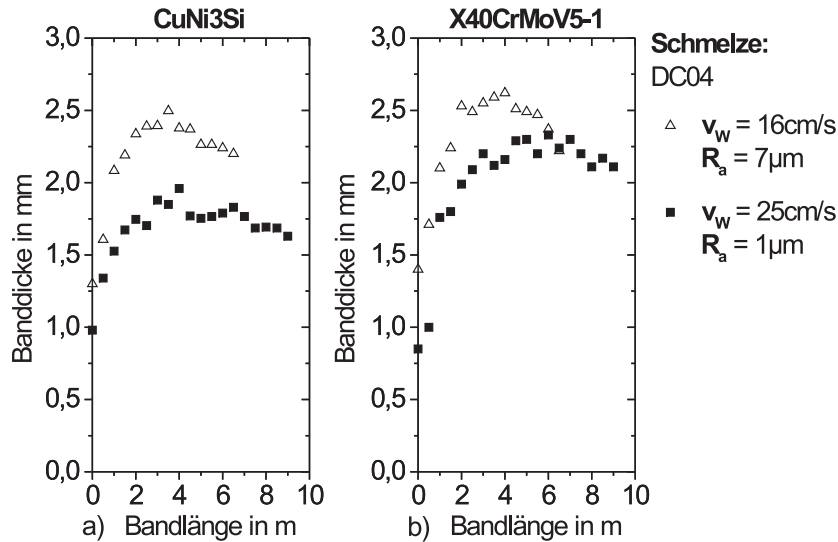


Abbildung 4.7: Verlauf der Banddicke über die Gesamtlänge des gegossenen Bands; Abstand der Messstellen 50 cm; Walzenwerkstoff a) *CuNi3Si* und b) *X40CrMoV5-1*

Man erkennt in der Darstellung, dass die Banddicke bei einer Walzengeschwindigkeit von 16 cm/s nach 25 s einen Wert erreicht, der sowohl für *CuNi3Si* als auch für *X40CrMoV5-1* bei etwa 2,5 mm liegt. Der benannte Zeitpunkt verschiebt sich bei höheren Gießgeschwindigkeiten zu kürzeren Zeiten hin. Bei 25 cm/s wird dieser Wert nach 16 s erreicht. Er beträgt dann 1,9 mm (*CuNi3Si*) bis 2,2 mm (*X40CrMoV5-1*).

Der Wärmeübergang im Sumpf [12] und das Strömungsfeld der Schmelze im Pool [181,182] führen zu einer ungleichmäßigen Temperaturverteilung auf der Bandoberfläche, die durch den mechanischen Druck im Bereich des Stumpfs verstärkt wird [6]. Abbildung (4.8) zeigt die ungleichmäßige Temperaturverteilung auf der Bandoberfläche in der Mitte des Gießprozesses. Die Aufnahmen wurden mit einer Digitalkamera erstellt. Optisch erkennbar ist diese Temperaturverteilung an den hellen und dunklen Stellen auf dem Band unmittelbar nach dem Verlassen des Pools [183] und am kalten Band, anhand der unterschiedlichen Oxidbelegung. Die Temperaturverteilung entsteht während der Bildung der Halbschalen im Bereich des Sumpfs [183]. Sie lässt sich sowohl durch die Art des eingesetzten Tauchrohres als auch durch die Ausrichtung der Öffnungen für die austretende Schmelze beeinflussen [27]. Der Temperaturunterschied zwischen den hellen Stellen (hohe Temperatur) und dunklen Stellen (niedrige Temperatur) ist abhängig von der Anstellkraft der Gießwalzen [184]. Während des Zweiwalzen-Gießprozesses ist die pro Zeit zugeführte Schmelzenmasse und die Walzkraft nicht konstant. Die Temperaturverteilung an der Bandoberfläche vermittelt daher nur einen qualitativen Eindruck von der Größe und der Gleichmäßigkeit des Wärmeübergangs im Sumpf. Anhand von Abbildung (4.8) ist zumindest prinzipiell zu erkennen, dass sich durch eine geeignete Parameterwahl der Wärmeübergang vergleichmäßigen lässt.

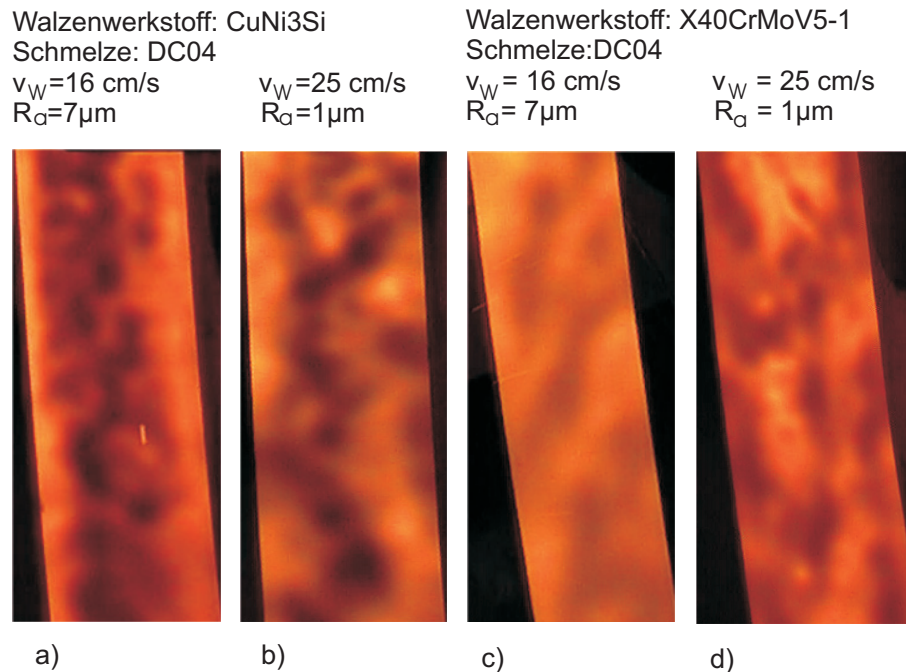


Abbildung 4.8: *Ungleichmäßige Temperaturverteilung auf der Bandoberfläche unmittelbar nach dem Verlassen des Pools in der Mitte des Gießprozesses; Walzenwerkstoff a) und b) CuNi3Si oder c) und d) X40CrMoV5 – 1*

## 4.2 Steiggießversuche

Die Durchführung der BC-Versuche wird im Folgenden anhand der

- Temperatur der Schmelze
- Anstiegsgeschwindigkeit der Schmelze
- Temperatur der Kokillenwände

beschrieben.

### 4.2.1 Temperatur der Schmelze

Im Induktionsofen werden vor Beginn des Gießversuchs 17 kg Schmelze unter Argon erschmolzen und bereit gestellt. Die Schmelze wird mit einer Temperatur von 1690 °C dem Tundish zugeführt. Die um etwa 25 °C höhere Abgießtemperatur im Vergleich zum Bandgießen verhindert das Einfrieren der Schmelze durch Wärmeverluste zwischen Tundish und Füllbereich der Kokille. Die Schmelze tritt mit einer Temperatur von 1587 °C in den Füllbereich der Kokille ein. 6 cm oberhalb des Filters hat die Schmelze eine Temperatur von 1584 °C. In Bezug auf die Gleichgewichtsliquidustemperatur von 1529 °C beträgt die Überhitzung der Schmelze etwa 55 °C. In der Mitte des Füllbereichs kühlt die Schmelze innerhalb von 90 s von 1585 °C auf Liquidustemperatur ab.

#### 4.2.2 Anstiegsgeschwindigkeit der Schmelze

Aus dem gemessenen Temperatur-Zeit-Verlauf in der Schmelze kann die durchschnittliche Anstiegsgeschwindigkeit der Schmelze abgeschätzt werden. In Abbildung (4.9) ist der in 1 cm und 6 cm oberhalb des Kokillenbodens gemessene Temperatur-Zeit-Verlauf dargestellt. Die Auswertung des zeitlichen Abstands der maximalen Temperaturwerte, ergibt eine durchschnittliche Anstiegsgeschwindigkeit von etwa 1 cm/s über die Höhendifferenz von 5 cm. Die Anstiegsgeschwindigkeit wird begrenzt durch den Massenzustrom an Schmelze in den Füllbereich der Steiggießkokille  $\dot{m}_Z$ . Dieser ist abhängig vom Schweredruck des flüssigen Metalls, der im Einguss durch den Füllstand aufrecht erhalten wird und daher eine zeitabhängige Größe ist. Aufgrund des Schweredrucks nimmt  $\dot{m}_Z$  unmittelbar zu Beginn des Füllprozesses seinen höchsten Wert an. Mit Annäherung der Poolhöhe an den Maxi-

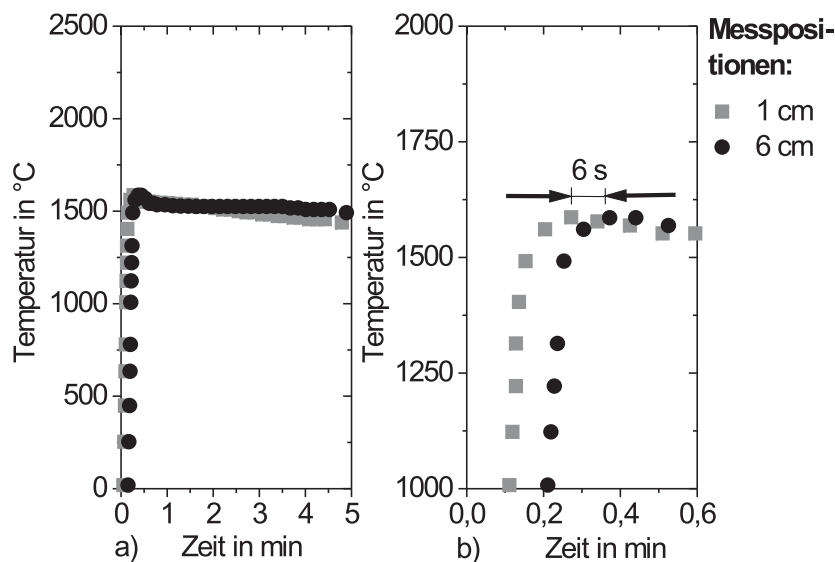


Abbildung 4.9: Zeitlicher Verlauf der Temperatur der Schmelze während des BC-Versuchs, gemessen 1 cm und 6 cm oberhalb des Filters a) über die Dauer von 5 min und b) innerhalb der ersten 0,6 min

malwert von bis zu 12 cm geht die Anstiegsgeschwindigkeit gegen Null. Die Nachführung von Schmelze erzeugt aufgrund des Dichteunterschieds ein Aufströmen von Schmelze oberhalb des Filters in der Mittenzone des Füllbereichs. Die Vorauserstarrung der Schmelze im Bereich des Meniskus [56] führt zur Bildung einer dünnen Haut, die durch das Ansteigen des Schmelzspiegels in den Kontaktbereich zwischen Schmelze und freier Wandoberfläche eingezogen wird.

#### 4.2.3 Temperaturen der Kokillenwände

Der Wärmeeintrag erhöht den Wärmeinhalt und dadurch die Temperatur der Kokillenwände. Abbildung (4.10) zeigt den Anstieg der Temperatur als Funktion der Zeit in

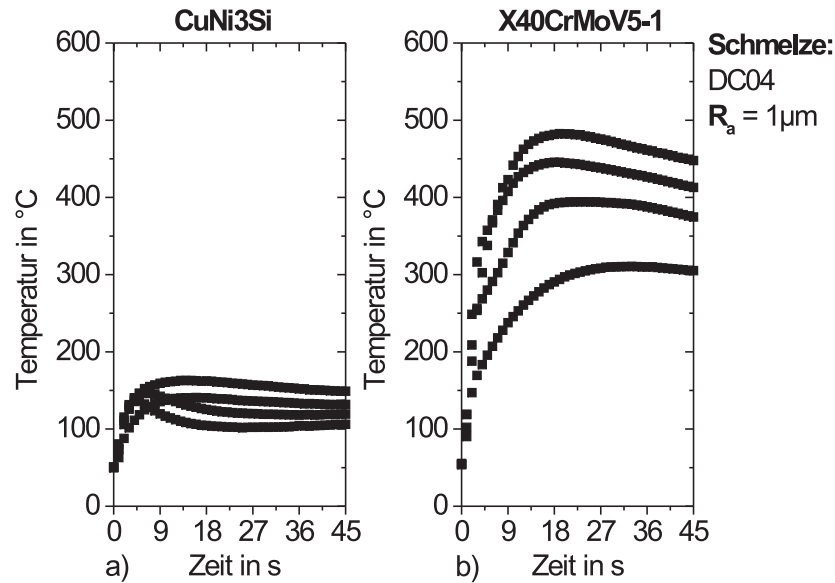


Abbildung 4.10: Zeitlicher Verlauf der Temperatur in der Kokillenwand während des BC-Versuchs; jede Temperaturkurve entspricht einer Thermoelementposition; Wandwerkstoff a)  $CuNi3Si$  und b)  $X40CrMoV5-1$

Wänden aus  $X40CrMoV5-1$  und  $CuNi3Si$  für jeweils vier Messstellen, siehe Abbildung (3.7) und (3.8). Es ist zu erkennen, dass der Temperatur-Zeit-Verlauf innerhalb einer Wand sowohl durch den Werkstoff beeinflusst wird als auch von Ort zu Ort unterschiedlich ist. Die Wandtemperatur steigt zu Beginn des Füllprozesses an und erreicht in Abhängigkeit vom Kokillenwerkstoff innerhalb von 5 bis 15 s ( $CuNi3Si$ ) bzw. 17 bis 27 s ( $X40CrMoV5-1$ ) ihren Maximalwert. Der sich daran anschließende Abfall der Wandtemperatur kann nach [139] mit der Reduzierung des Wärmeübergangs, aufgrund der thermischen Kontraktion der Erstarrungsschicht bei gleichzeitiger Expansion der Wände erklärt werden.

## 5 Auswertung der Gießversuche

Die Auswertung der Gießversuche erfolgt anhand der Temperatur von Gießwalzen und Kokillenwänden, die während des TRC- und BC-Prozesses gemessen wurde. Im Mittelpunkt des vorliegenden Kapitels steht die Beschreibung der Methode, auf der die Auswertung der Gießprozesse beruht. Zunächst wird die Berechnung der Temperatur und der Wärmestromdichte aus der gemessenen Temperatur beschrieben. Der darauf folgende Abschnitt geht auf die Abschätzung des zulässigen Zeitbereichs für die Berechnung der Temperatur und der Wärmestromdichte ein. Der sich daran anschließende Abschnitt hat die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten zum Thema. Im letzten Abschnitt wird über die Berechnung der für den Erstarrungsprozess relevanten Parameter Abkühlrate  $dT_S/dt$ , Wachstumsrate  $dx_S/dt$  und Temperaturgradient  $dT_S/dx$  an der Erstarrungsfront berichtet.

### 5.1 Berechnung von Temperatur und Wärmestromdichte

Der Wärmeübergang während des Gießprozesses erhöht den Wärmeinhalt und die Temperatur des Kokillenwerkstoffs  $T(x, t)$ . Er ist einer direkten Messung nicht zugänglich, weil diese selbst Einfluss auf den Wärmeübergang nehmen würde. Der Wärmeübergang kann aber indirekt über die Temperatur des Kokillenwerkstoffs  $T(x, t)$  beobachtet werden. In Abhängigkeit von der Zeit und den Gießbedingungen, unter denen der Wärmeübergang stattfindet, stellt sich eine entsprechende Temperatur an der Oberfläche des Werkstoffs  $T(0, t)$  ein.  $T(0, t)$  berechnet sich aus der Temperatur am Messort  $T(x_0, t)$ , die sich im Abstand  $x_0$  zur Oberfläche im Kokillenwerkstoff befindet.  $T(x_0, t)$  selbst ergibt sich messfehlerkorrigiert nach Gleichung (3.3) und (3.4) zu

$$T(x_0, t) = 1,11 T_{Mess}(x_0, t) . \quad (5.1)$$

Aufgrund des Wärmewiderstands des Kokillenwerkstoffs  $R_W$  steigt  $T(x_0, t)$  langsamer an als die Temperatur an der Oberfläche des Werkstoffs  $T(0, t)$ . In Bezug auf die Berechnung von  $T(0, t)$  liefert diese Betrachtung eine zusätzliche Bedingung. Für einen halbbunendlich ausgedehnten, homogenen und isotropen Werkstoff folgt nach [44] für die Geschwindigkeit des Temperaturanstiegs  $\partial T/\partial t(x, t)$

$$\frac{\partial T}{\partial t}(x, t) = \frac{\dot{q}(0, t)}{2b\sqrt{\pi t}} \exp \frac{-x^2}{4at} . \quad (5.2)$$

Zum Zeitpunkt  $t = x_0^2/2a$  ergibt der Quotient aus  $\partial T/\partial t(0, t)$  und  $\partial T/\partial t(x_0, t)$  folgende Bedingung

$$\frac{\frac{\partial T}{\partial t}(0, t)}{\frac{\partial T}{\partial t}(x_0, t)} = \exp(1/2) . \quad (5.3)$$

Der Wärmeleitungsprozess zwischen Oberfläche und Messort erfolgt innerhalb eines Volumens, dessen Ausdehnung im Vergleich zur gesamten Ausdehnung des Kokillenwerkstoffs gering ist. Zur Beschreibung des Wärmeleitungsprozesses wird die eindimensionale Wärmedifferentialgleichung ohne Quellterm (Fourier-Gleichung) verwendet

$$\frac{\partial}{\partial t}T = a \frac{\partial^2}{\partial x^2}T \quad . \quad (5.4)$$

In Abhängigkeit davon wie der Wärmeleitungsprozess beschrieben wird, ist zwischen der Lösung des direkten und indirekten Wärmeleitproblems zu unterscheiden [82].

Sind die Anfangs- und Randbedingungen an der Oberfläche  $x = 0$  des Kokillenwerkstoffs bekannt, dann ermöglicht die Lösung von Gleichung (5.4), die Berechnung von  $T(x, t)$  und  $\dot{q}(x, t)$  innerhalb des Kokillenwerkstoffs  $x > 0$  (direkte Lösung des Wärmeleitproblems).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist die Situation umgekehrt. Aufgrund der Temperaturmessung im Kokillenwerkstoff sind die Anfangs- und Randbedingungen am Messort  $x = x_0$  bekannt. Die Aufgabe besteht darin, durch Lösung von Gleichung (5.4),  $T(x, t)$  und  $\dot{q}(x, t)$  an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs  $x = 0$  zu berechnen (indirekte Lösung des Wärmeleitproblems). Im Hinblick auf die Auswertung von TRC- und BC-Versuchen erfolgt die Berechnung von  $T(x, t)$  und  $\dot{q}(x, t)$  analytisch nach dem in [18] beschriebenen Verfahren. Der Kokillenwerkstoff wird bei diesem Verfahren als ein endlich ausgedehnter Körper mit der Dicke  $x = L$  betrachtet, der über seine Oberfläche in  $x = 0$  Wärme aufnimmt. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  befindet sich der Körper mit seiner Umgebung im thermischen Gleichgewicht und besitzt die Temperatur  $T(x, t = 0) = \textit{konstant}$  für  $0 \leq x \leq L$  (Anfangsbedingung). Es wird vorausgesetzt, dass sich die Temperatur des Körpers in  $x = L$  über die Dauer der Wärmeaufnahme nicht verändert. Das bedeutet, dass der Temperaturgradient in  $x = L$  verschwindet  $\partial T(x = L, t)/\partial x = 0$  für  $0 \leq t < \infty$  (Randbedingung). Zur Berechnung von  $T(x, t)$  wird als Ansatz die Darstellung von  $T(x, t)$  in Form einer Reihe wie folgt gewählt

$$T(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n(x) \frac{\partial^n}{\partial x^n} T(x_0, t) \quad . \quad (5.5)$$

Darin steht  $\Psi_n(x)$  für die Koeffizientenfunktion. Die Aufteilung von Gleichung (5.5) in einen geraden und einen ungeraden Summanden ergibt dann

$$T(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{2n}(x) \frac{\partial^{2n}}{\partial x^{2n}} T(x_0, t) + \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{2n+1}(x) \frac{\partial^{2n+1}}{\partial x^{2n+1}} T(x_0, t) \quad . \quad (5.6)$$

Durch  $n$ -maliges Differenzieren von Gleichung (5.4) nach  $t$  folgt

$$\frac{\partial^n}{\partial t^n} T(x, t) = a^n \frac{\partial^{2n}}{\partial x^{2n}} T(x, t) \quad . \quad (5.7)$$

Die Wärmestromdichte  $\dot{q}(x, t)$  ergibt sich nach Biot und Fourier zu

$$\dot{q}(x, t) = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} T(x, t) \quad . \quad (5.8)$$

Das  $n$ -malige Differenzieren von Gleichung (5.8) nach  $t$  ergibt zusammen mit Gleichung (5.7)

$$\frac{\partial^n}{\partial t^n} \dot{q}(x, t) = -\lambda a^n \frac{\partial^{2n+1}}{\partial x^{2n+1}} T(x, t) \quad . \quad (5.9)$$



Das Einsetzen von Gleichung (5.7) und Gleichung (5.9) in Gleichung (5.6) führt zu

$$T(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Psi_{2n}(x)}{a^n} \frac{\partial^n}{\partial t^n} T(x_0, t) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Psi_{2n+1}(x)}{\lambda a^n} \frac{\partial^n}{\partial t^n} \dot{q}(x_0, t) . \quad (5.10)$$

Um die Koeffizientenfunktionen  $\Psi_{2n}(x)$  und  $\Psi_{2n+1}(x)$  bestimmen zu können, ist Gleichung (5.10) in Gleichung (5.4) einzusetzen. Unter Berücksichtigung der Randbedingungen folgt dann für  $\Psi_{2n}(x)$

$$\Psi_{2n}(x) = \frac{(x_0 - x)^{2n}}{(2n)!} \quad (5.11)$$

und in Bezug auf  $\Psi_{2n+1}(x)$

$$\Psi_{2n+1}(x) = -\frac{(x_0 - x)^{2n+1}}{(2n+1)!} . \quad (5.12)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (5.11) und Gleichung (5.12) in Gleichung (5.10) ergibt sich  $T(0, t)$  für einen Kokillenwerkstoff mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_W$  zu

$$T(0, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} \frac{x_0^{2n}}{a^n} \frac{\partial^n}{\partial t^n} T(x_0, t) + \frac{1}{\lambda_W} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)!} \frac{x_0^{2n+1}}{a^n} \frac{\partial^n}{\partial t^n} \dot{q}(x_0, t) . \quad (5.13)$$

Daraus folgt für  $n = 1$

$$T(0, t) = T(x_0, t) + \frac{x_0^2}{2a} \frac{\partial}{\partial t} T(x_0, t) + \frac{x_0}{\lambda_W} \left( \dot{q}(x_0, t) + \frac{x_0^2}{6a} \frac{\partial}{\partial t} \dot{q}(x_0, t) \right) . \quad (5.14)$$

Für die Berechnung von  $T(0, t)$  ist neben  $T(x_0, t)$  auch  $\dot{q}(x_0, t)$  zu bestimmen. Häufig wird  $\dot{q}(x_0, t)$  nach (5.8) aus der Temperaturdifferenz berechnet, die an zwei hintereinander liegenden Orten innerhalb des Kokillenwerkstoffs gemessen wird (Zwei-Thermoelement-Methode). Nachteilig ist dabei, dass die Genauigkeit der Methode davon abhängt, wie genau der Abstand zwischen den beiden Orten der Temperaturmessung bekannt ist. Die Messung dieses Abstands ist nicht einfach. In der Regel wird ein vergleichsweise großer Abstand eingestellt, um den Einfluss des Messfehlers gering zu halten. Die Berechnung von  $\dot{q}(x_0, t)$  wird dadurch jedoch ungenauer, weil der Temperaturgradient über einen größeren Bereich linear zu interpolieren ist.

Interessanterweise zeigen Versuche mit flüssigem Metall und wassergekühlten Metallbändern, dass die Steigung der Temperaturkurven einen sehr ähnlichen zeitlichen Verlauf aufweisen wie die ermittelten Wärmeströme [68]. Nach [39] ist dieser Zusammenhang auch bei der Aufheizung eines halbumendlich ausgedehnten Kokillenwerkstoffs zu erkennen, der zum Zeitpunkt  $t = 0$  zunächst eine konstante Temperatur  $T = T_0$  besitzt (Anfangsbedingung). Es wird dabei angenommen, dass aufgrund des Wärmeübergangs zur Zeit  $t > 0$ , die Temperatur an seiner Oberfläche in  $x = 0$  sprunghaft auf den konstanten Wert  $T = T_M$  ansteigt; für  $x \rightarrow \infty$  konvergiert  $T \rightarrow T_0$  (Randbedingungen). Unter den genannten Bedingungen folgt aus Gleichung (5.4)

$$\dot{q}(x_0, t) = \left[ \frac{2\lambda_W}{x_0} t \right] \frac{dT}{dt}(x_0, t) . \quad (5.15)$$

Der Koeffizient vor  $dT/dt(x_0, t)$  in Gleichung (5.15) ist unter den genannten Bedingungen eine lineare Funktion der Zeit. Das bedeutet, dass  $\dot{q}(x_0, t)$  anhand der Geschwindigkeit des Temperaturanstiegs  $dT/dt(x_0, t)$  berechnen werden kann, wenn sowohl die

Wärmeleitfähigkeit des Kokillenwerkstoffs  $\lambda_W$  als auch der Abstand zur Oberfläche  $x_0$  bekannt sind.

Ein vergleichbarer Zusammenhang läßt sich herleiten, wenn man im Unterschied dazu nicht die Temperatur, sondern die Wärmestromdichte an der Oberfläche vorgibt. Gegeben sei ein halbumendlich ausgedehnter, homogener und isotroper Körper, an dessen Oberfläche sich eine Wärmequelle befindet, die einen kontinuierlichen Wärmestrom liefert. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist die Wärmequelle ausgeschaltet und daher die Wärmestromdichte  $\dot{q} = 0$  (Anfangsbedingung). In dem Moment, in dem die Wärmequelle eingeschaltet wird  $t > 0$ , liefert sie den konstanten Wärmestrom  $\dot{q} = \dot{q}_{Konst}$ ; für  $x \rightarrow \infty$  konvergiert  $\dot{q} \rightarrow 0$  (Randbedingungen). Unter diesen Bedingungen folgt aus Gleichung (5.4)

$$\dot{q}(x_0, t) = \left[ 2 b \sqrt{\pi t} \exp \frac{x_0^2}{4at} \operatorname{erfc} \left( \frac{x_0}{2\sqrt{at}} \right) \right] \frac{d}{dt} T(x_0, t) . \quad (5.16)$$

Der Koeffizient vor dem Term  $dT/dt(x_0, t)$  in Gleichung (5.16) ist unter den genannten Bedingungen eine nichtlineare Funktion der Zeit.  $\dot{q}(x_0, t)$  kann anhand der Geschwindigkeit des Temperaturanstiegs  $dT/dt(x_0, t)$  berechnet werden, wenn die Temperaturleitfähigkeit  $a$  und der Wärmeeindringkoeffizient  $b$  des Kokillenwerkstoffs bekannt sind. An Gleichung (5.15) und (5.16) zeigt sich, dass die Randbedingungen erheblich über die Zeitabhängigkeit des Koeffizienten und das Ergebnis der Berechnung von  $\dot{q}(x_0, t)$  entscheiden.

Im Unterschied dazu sind die Randbedingungen vor der Durchführung des TRC- oder BC-Versuchs nicht bekannt. Die Untersuchung des Wärmeübergangs erfolgt anhand der gemessenen Temperatur mit Thermoelementen im Kokillenwerkstoff. Aufgrund des geringen Abstands  $x_0$  zwischen Messort der Temperatur und der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs, ist es nach [82] möglich,  $\dot{q}(x_0, t)$  über folgenden Ansatz mit einem zeitunabhängigen Koeffizienten  $\gamma$  zu berechnen

$$\dot{q}(x_0, t) = \gamma \frac{d}{dt} T(x_0, t) . \quad (5.17)$$

$dT/dt(x_0, t)$  ist unter Berücksichtigung des zeitlichen Abstands zwischen zwei aufeinander folgenden Temperaturmesswerten aus dem Differenzenquotienten zu bestimmen [18]. Um schließlich  $T(0, t)$  berechnen zu können, ist  $\gamma$  so anzupassen, dass der Quotient aus  $dT/dt(x_0, t)$  und  $dT/dt(0, t)$  Gleichung (5.3) erfüllt. Die Anpassung erfolgt für jede gemessene Temperaturkurve individuell. Bei der Auswertung von TRC- und BC-Versuchen zeigte sich, dass der Koeffizient  $\gamma$  dabei Werte zwischen 0,53 und 0,76  $J/cm^2 K$  erreicht. Nach diesem Verfahren ist Gleichung (5.14) lösbar und die Brauchbarkeit der Einthermoelement-Meßmethode nachgewiesen.

Für die Auswertung von TRC-Versuchen wird der Temperaturanstieg an der Oberfläche der Walzen  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  gesucht. Für einen Walzenumlauf ergibt sich  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  aus der Differenz zwischen  $T(0, t)$  und der Temperatur  $T_0^{Walze}$ , mit der die Walze oberhalb der Messstelle des Thermoelements in den Pool eintritt, wie folgt

$$\Delta T(0, t)^{TRC} = T(0, t) - T_0^{Walze} . \quad (5.18)$$

Bei der Verwendung ungekühlter Walzen steigt  $T_0^{Walze}$  von Umlauf zu Umlauf an. Der Temperaturanstieg an der Oberfläche der Kokillenwände  $\Delta T(0, t)^{BC}$  berechnet sich aus der Wandoberflächentemperatur  $T(0, t)$ , abzüglich der Temperatur vor Beginn des Gießversuchs  $T_0^{Wand}$  zu

$$\Delta T(0, t)^{BC} = T(0, t) - T_0^{Wand} . \quad (5.19)$$

Dabei ist  $T_0^{Wand}$  eine konstante Größe. Über die Dauer des Wärmeübergangs verringert der Temperaturanstieg den Temperaturunterschied zwischen der Schmelze und dem Kokillenwerkstoff. Aus dem Temperaturunterschied folgt ein Wärmestrom in Richtung des Kokillenwerkstoffs und bezogen auf ein Flächenelement senkrecht zu seiner Richtung eine Wärmestromdichte  $\dot{q}(0, t)$  [44].  $\dot{q}(0, t)$  ergibt sich nach [18] aus Gleichung (5.13) durch Ableitung von  $T(0, t)$  nach  $x$  und Multiplikation mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_W$  des Kokillenwerkstoffs zu

$$\dot{q}(0, t) = \dot{q}(x_0, t) + \lambda_W \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_0^{2n-1}}{(2n-1)!} \frac{1}{a^n} \frac{\partial^n}{\partial t^n} T(x_0, t) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_0^{2n}}{(2n)!} \frac{1}{a^n} \frac{\partial^n}{\partial t^n} \dot{q}(x_0, t) . \quad (5.20)$$

Daraus folgt für  $n = 1$  eine vereinfachte analytische Gleichung zur Berechnung von  $\dot{q}(0, t)$

$$\dot{q}(0, t) = \dot{q}(x_0, t) + \lambda_W \frac{x_0}{a} \frac{\partial}{\partial t} T(x_0, t) + \frac{x_0^2}{2a} \frac{\partial}{\partial t} \dot{q}(x_0, t) . \quad (5.21)$$

Die Gleichungen (5.14), (5.17) und (5.21) stellen die analytischen Lösungen des vorliegenden Problems der instationären Wärmeleitung beim Gießen dar.

Abschließend seien noch folgende Ergänzungen erörtert: Der zeitliche Verlauf von  $\dot{q}(0, t)$  ist von den Bedingungen abhängig, unter denen der Wärmeübergang stattfindet. Während des TRC-Prozesses [5] und BC-Prozesses [56] zeigt der Wärmeübergang einen abweichenden zeitlichen Verlauf im Vergleich zum Wärmeübergang unter idealen Bedingungen. Ein halbunendlich ausgedehnter Körper, der zum Zeitpunkt  $t = 0$  s die Temperatur  $T(x, 0) = T_\infty$  besitzt (Anfangsbedingung), erfährt durch den Wärmeübergang unter idealen Bedingungen an seiner Oberfläche, für  $t > 0$  einen sprunghaften Anstieg seiner Temperatur auf  $T(0, t) = T_M$  (Randbedingung). Nach [39] ergibt die Lösung von Gleichung (5.4) unter den genannten Bedingungen  $T(x, t)$  zu

$$T(x, t) = T_M + (T_\infty - T_M) \operatorname{erf} \left( \frac{x}{2\sqrt{at}} \right) . \quad (5.22)$$

Durch Einsetzen in Gleichung (5.8) folgt für die Wärmestromdichte  $\dot{q}(x, t)$

$$\dot{q}(x, t) = \frac{b}{\sqrt{\pi t}} (T_\infty - T_M) \exp \frac{-x^2}{4at} . \quad (5.23)$$

Für  $x = 0$  folgt aus Gleichung (5.23) die Wärmestromdichte an der Oberfläche  $\dot{q}(0, t)$  zu

$$\dot{q}(0, t) = \frac{b}{\sqrt{\pi t}} (T_\infty - T_M) . \quad (5.24)$$

An Gleichung (5.24) zeigt sich, dass sich  $\dot{q}(0, t)$  unter idealen Bedingungen umgekehrt proportional zur Quadratwurzel aus der Zeit verhält, die für den Wärmeübergang zur Verfügung steht.

## 5.2 Abschätzung des zulässigen Zeitbereichs für die Berechnungen

Bei der Berechnung von  $T(0, t)$  nach Gleichung (5.14), unter Einbeziehung von Gleichung (5.17), kann sich die Begrenzung der Reihe auf  $n = 1$  einschränkend auf die Genauigkeit des Berechnungsergebnisses auswirken. Das Gleiche ist auch im Zusammenhang mit

der Berechnung von  $\dot{q}(0, t)$  nach Gleichung (5.21) zu erwarten. Entscheidend für den Einfluss der Reihenbegrenzung ist der Abstand zwischen der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs und dem Messort der Temperatur. Nach [18, 34] ist der Berechnungsfehler umso geringer, je näher sich der Messort an der Oberfläche befindet und je langsamer sich der Wärmeübergang an der Oberfläche verändert. Der Minimierung des benannten Abstands zur Oberfläche sind aus technischer Sicht Grenzen gesetzt, und der Wärmeübergang kann, insbesondere beim TRC-Verfahren, zeitlich starken Änderungen unterliegen. Es ist daher zu erwarten, dass der zulässige Zeitbereich für die Berechnung von  $T(0, t)$  und  $\dot{q}(0, t)$  eingeschränkt ist. Für die Abschätzung des Zeitbereichs vor der Auswertung der Temperaturmessungen sind numerische Verfahren besonders gut geeignet, da sie die Proportionalität zwischen  $\dot{q}$  und  $\dot{T}$  entsprechend Gleichung (5.17) nicht voraussetzen. Eine Möglichkeit be-

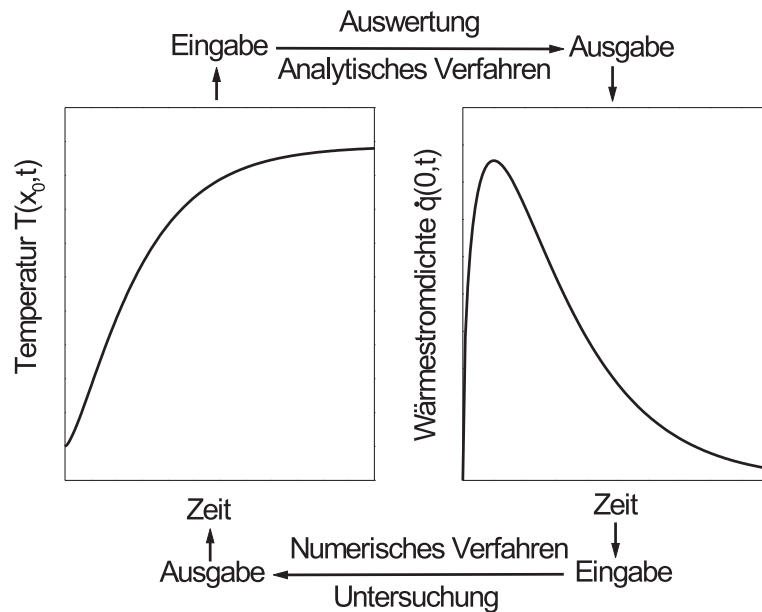


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Abschätzung des zulässigen Zeitbereichs für die Auswertung von TRC- und BC-Versuchen

steht darin, mit dem analytischen Verfahren  $T(x_0, t)$  auszuwerten,  $\dot{q}(0, t)$  zu berechnen und dann  $\dot{q}(0, t)$  als Bedingung für das numerische Verfahren zu verwenden, um daraus dann auf  $T(x_0, t)$  wieder zurückzurechnen. In [Abbildung \(5.1\)](#) ist die Vorgehensweise schematisch dargestellt. [Abbildung \(5.2\)](#) und [Abbildung \(5.3\)](#) zeigen die berechneten und gemessenen Temperaturkurven zur Abschätzung des zulässigen Zeitbereichs für die Auswertung von TRC- und BC-Versuchen mit Gießwalzen oder Kokillenwänden aus  $CuNi3Si$  und  $X40CrMoV5 - 1$ . Der Vergleich numerisch berechneter und experimentell gemessener Werte von  $T(x_0, t)$  für  $X40CrMoV5 - 1$  und  $CuNi3Si$  zeigt, dass die Verwendung des analytischen Auswertungsverfahrens auf den Beginn des Wärmeübergangs begrenzt ist. Unterhalb von 1,2 s bei  $X40CrMoV5 - 1$  und 1,4 s bei  $CuNi3Si$  nach Beginn des Wärmeübergangs zeigen die berechneten und experimentell gemessenen Werte von  $T(x_0, t)$  den gleichen zeitlichen Verlauf. Auf diesen Zeitbereich ist die Auswertung der Gießversuche nach Gleichung (5.14), (5.17) und (5.21) im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschränkt.

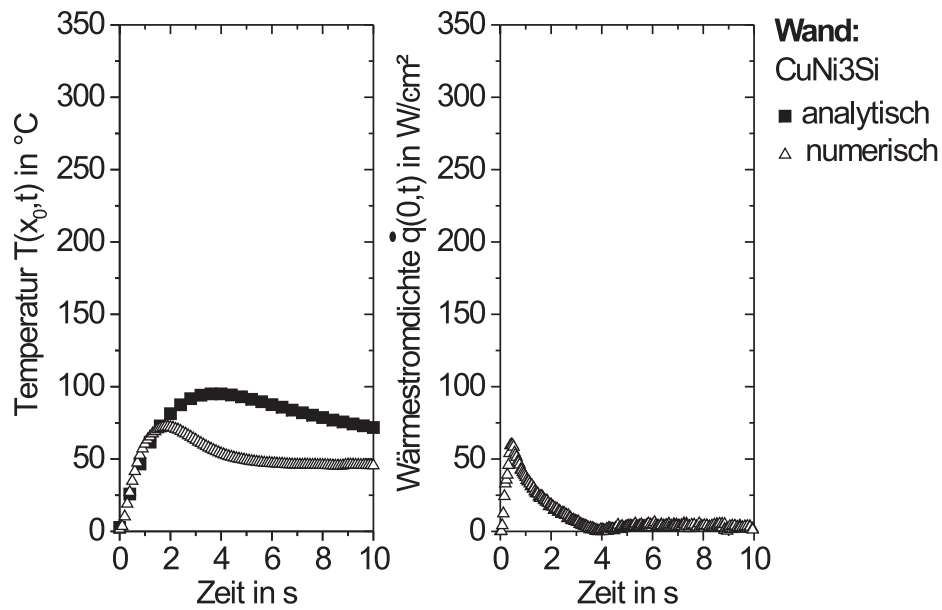


Abbildung 5.2: Abschätzung des zulässigen Zeitbereichs für die Auswertung von TRC- und BC-Versuchen mit Gießwalzen oder Kokillenwänden aus CuNi3Si

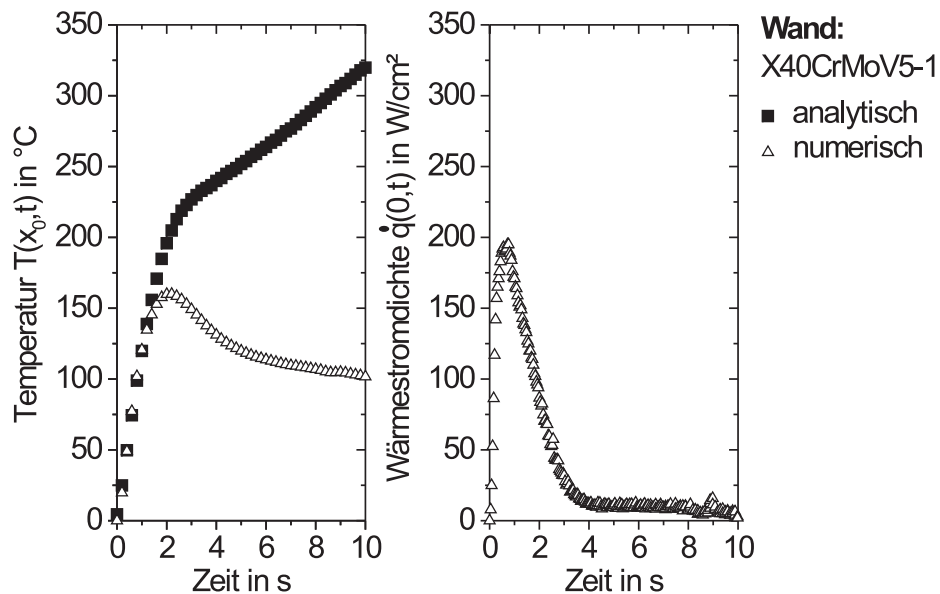


Abbildung 5.3: Abschätzung des zulässigen Zeitbereichs für die Auswertung von TRC- und BC-Versuchen mit Gießwalzen oder Kokillenwänden aus X40CrMoV5-1

### 5.3 Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten

Im Vordergrund der Auswertung steht die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G$ , der in der Regel nicht konstant, sondern vom Ort und von der Zeit abhängig ist [46]. Zu diesem Zweck wird der Wärmeübergang in einem vereinfachten Modell beschrieben, das in *Abbildung (5.4)* dargestellt ist. Unter Newtonschen Bedingungen ergibt sich  $\alpha_G$  nach Gleichung (2.18) zu

$$\alpha_G(t) = \frac{\dot{q}(0,t)}{T_O(t) - T(0,t)} . \quad (5.25)$$

Bei der Berechnung von  $\alpha_G(t)$  geht die Temperatur der Erstarrungsschicht  $T_O(t)$  mit ein.  $T_O(t)$  ist hier als Mittelwert über den Teil der Erstarrungsschicht aufzufassen, der sich direkt gegenüber der Walzenoberfläche befindet und unterhalb dessen die Messung der Temperatur erfolgt. Nimmt man an, dass die Zwischenschicht keine Wärme speichert, so kann  $T_O(t)$  nach der Wärmeleitungsgleichung zu

$$T_O(t) = T_{Liq} - \frac{x_S(t)}{\lambda_S} \dot{q}(0,t) . \quad (5.26)$$

berechnet werden. Die Dicke der Erstarrungsschicht  $x_S(t)$  ist von der abgeführten Wärmemenge und der Zeit abhängig, die für den Wärmeübergang zur Verfügung stehen.

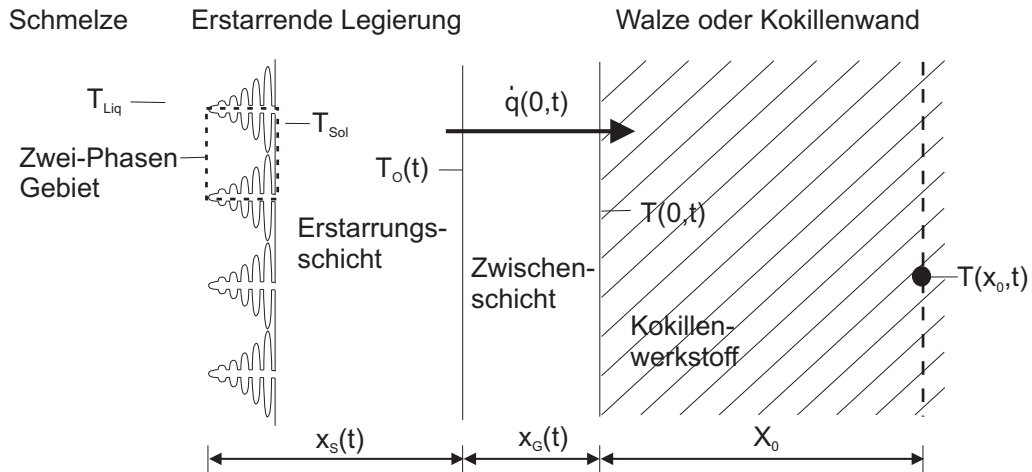


Abbildung 5.4: Vereinfachtes Modell zur Beschreibung des Wärmeübergangs

Nach [185] kann vereinfachend angenommen werden, dass Wärme im Wesentlichen in Form von latenter Wärme frei wird. Dann ergibt sich  $x_S(t)$  zu

$$x_S(t) = \frac{1}{\rho_S \Delta H} \int \alpha_G(t) (T_O(t) - T(0,t)) dt . \quad (5.27)$$

### 5.4 Berechnung erstarrungsrelevanter Parameter

Für die Betrachtung des Erstarrungsprozesses im Zusammenhang mit dem Wärmeübergang wird die Geschwindigkeit  $dx_S/dt$  benötigt, mit der die erstarrende Legierung an der

Phasengrenze in die Schmelze hineinwächst. Aus der Zeitableitung von Gleichung (5.27) ergibt sich  $dx_S/dt$  zu

$$\frac{dx_S}{dt}(t) = \frac{T_O(t) - T(0, t)}{\rho_S \Delta H} \alpha_G(t) . \quad (5.28)$$

Ergänzend dazu ist die Geschwindigkeit, mit der das Erstarrungsintervall an der Phasengrenze fest-flüssig durchlaufen wird  $dT_S/dt$  von Interesse.  $dT_S/dt$  verhält sich proportional zu  $\alpha_G^2(t)$  [185], wobei

$$\frac{dT_S}{dt}(t) = \frac{(T_O(t) - T(0, t))^2}{\lambda_S \rho_S \Delta H} \alpha_G^2(t) . \quad (5.29)$$

Bei gerichteter dendritischer Erstarrung folgt dann aus den Gleichungen (5.28) und (5.29) der Temperaturgradient  $dT_S/dx$  an der Phasengrenze zu

$$\frac{dT_S}{dx} = \frac{T_O(t) - T(0, t)}{\lambda_S} \alpha_G(t) . \quad (5.30)$$





## 6 Ergebnisse der Gießversuche und Diskussion

Das vorliegende Kapitel beschreibt und diskutiert die Ergebnisse der Temperaturmessungen in Gießwalzen und Kokillenwänden. Im Mittelpunkt der Auswertungen von TRC-Versuchen steht der Wärmeübergang im Bereich des Sumpfs. Neben seiner Größe sind auch die Unterschiede von Interesse, die von Ort zu Ort an der Oberfläche des Werkstoffs auftreten. Die Größe und Gleichmäßigkeit des Wärmeübergangs werden anhand des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G$  und der entsprechenden Standardabweichung von  $\alpha_G$  betrachtet, die sich beim TRC-Verfahren aus den Werten von mehreren Pooldurchgängen und beim BC-Verfahren aus den Werten der vier Messstellen pro Kokillenwand ergeben. Die Darstellung von  $\alpha_G$  erfolgt in Abhängigkeit von der Zeit und den Gießbedingungen. Der Einfluss des Wärmeübergangs auf den Erstarrungsprozess wird anhand von  $dT_S/dt$ ,  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  in Abhängigkeit von  $\alpha_G$  aufgezeigt und anhand metallographischer Untersuchungen von Bändern und Blöcken ergänzt.

### 6.1 Temperatur und Temperaturanstieg

Der Wärmeübergang während des Gießprozesses erhöht den Wärmeinhalt und die Temperatur des Kokillenwerkstoffs. Die Temperatur des Werkstoffes am Messort  $T(x_0, t)$  ergibt sich aus der gemessenen Temperatur  $T_{Mess}(x_0, t)$  nach Gleichung (5.1). Abbildung (6.1) und Abbildung(6.2) zeigen den zeitlichen Verlauf der Walzentemperatur  $T(x_0, t)^{TRC}$  über die Dauer des gesamten TRC-Prozesses.  $T(x_0, t)^{TRC}$  ist nicht, wie in [12] angenommen, konstant, sondern zeigt einen besonders auffällig periodischen Verlauf. Er kommt dadurch zustande, dass die Gießwalzen im Pool Wärme aufnehmen und außerhalb des Pools Wärme abgeben. Dieser Vorgang ist überlagert mit der Verteilung der Wärme im Walzenwerkstoff. Ein einzelner Zacken entspricht einem Umlauf der Gießwalzen. Der zeitliche Verlauf der Walzentemperatur ist typisch für den TRC-Prozess. Er konnte auch anhand von Temperaturmessungen in wassergekühlten Gießwalzen aus Stahl festgestellt werden [186]. Im Unterschied zum gemessenen zeitlichen Verlauf erreicht die Walzentemperatur aber nach jedem Anstieg im Pool und Abfall außerhalb des Pools wieder ihren Ausgangswert vor dem Anstieg. Bei den durchgeführten TRC-Versuchen wird mit ungekühlten Walzen die Ausgangstemperatur nicht wieder erreicht, weil dafür die Gießzeit zu gering ist. Die Temperatur mit der die Walze in den Pool eintritt, steigt von Umlauf zu Umlauf der Walze an. Über die Dauer des gesamten Gießprozesses ist daher ein Anstieg von  $T(x_0, t)^{TRC}$  zu beobachten. In Abhängigkeit vom Werkstoff der Gießwalzen stellen sich Höchstwerte zwischen  $380\text{ }^\circ\text{C}$  ( $\text{CuNi3Si}$ ) und  $530\text{ }^\circ\text{C}$  ( $\text{X40CrMoV5-1}$ ) ein, siehe Abbildung (6.1b) und (6.2b). Unabhängig davon ob wassergekühlte oder ungekühlte Gießwalzen eingesetzt werden, zeigt der Anstieg und Abfall der Temperatur von Umlauf zu Umlauf der Gießwalzen, dass ein periodisch stationärer Zustand beim TRC-Prozess nicht erreicht wird [39].

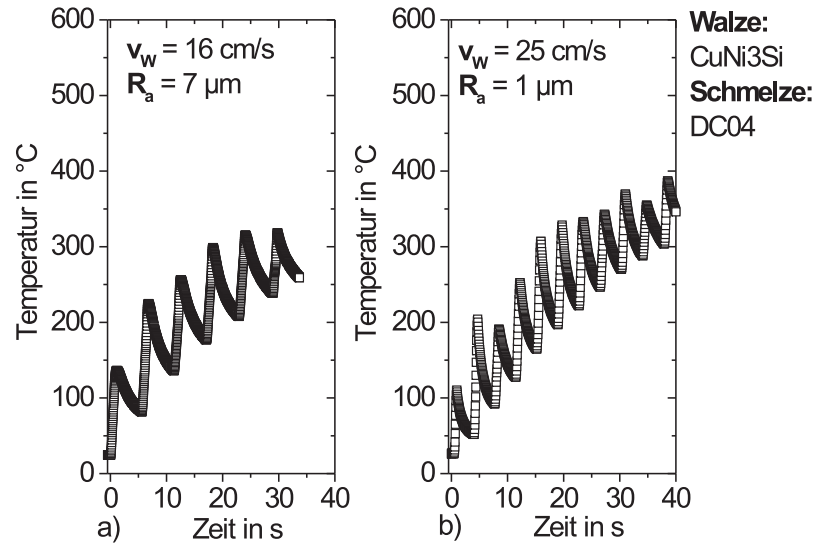


Abbildung 6.1: Zeitlicher Verlauf der Walzentemperatur am Messort während des TRC-Prozesses; Walzenwerkstoff CuNi3Si

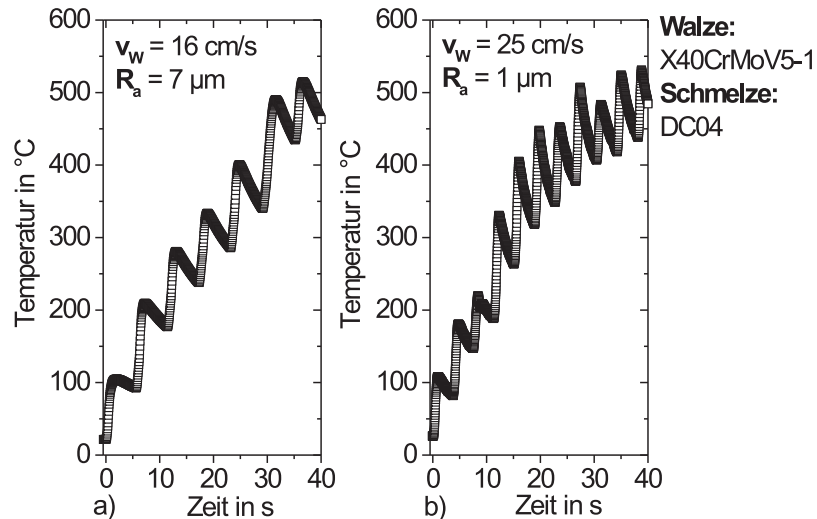


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf der Walzentemperatur am Messort während des TRC-Prozesses; Walzenwerkstoff X40CrMoV5 – 1

Der erkennbare Einfluss des Walzenwerkstoffs ist im Zusammenhang mit den unterschiedlichen thermischen Eigenschaften zu diskutieren. Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_W$ , spezifische Wärmekapazität  $c_{P,W}$  und Dichte  $\rho_W$  beeinflussen die Geschwindigkeit, mit der sich Temperaturunterschiede innerhalb des Werkstoffs ausgleichen können. Anhand der Temperaturleitfähigkeiten ist zu erkennen, dass sich Temperaturunterschiede innerhalb des CuNi3Si

etwa neunmal schneller ausgleichen können als innerhalb des  $X40CrMoV5-1$ , siehe Tabelle (2.5). Wärme, die der Werkstoff über seine Oberfläche aufnimmt, verteilt sich über das gesamte Werkstoffvolumen in  $CuNi3Si$  schneller. Dadurch fällt die Erhöhung des Wärmeinhalts und der Temperaturanstieg geringer aus.

Der Temperaturanstieg ist nicht nur von den thermischen Materialeigenschaften, sondern auch vom Gießverfahren abhängig, das sowohl die Größe des Temperaturanstiegs an sich, als auch den zeitlichen Verlauf beeinflusst. Dieser Befund ist im Vergleich des Temperaturanstiegs  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  mit dem Temperaturanstieg an der Wandoberfläche während des BC-Prozesses  $\Delta T(0, t)^{BC}$  erkennbar. Die Berechnung von  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  und  $\Delta T(0, t)^{BC}$  aus  $T(0, t)^{TRC}$  und  $T(0, t)^{BC}$  ist durch das Auswerteverfahren auf 1, 2 s begrenzt.

Abbildung (6.3) zeigt den Temperaturanstieg an der Walzenoberfläche  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  bei einer Geschwindigkeit von 25 cm/s und Oberflächenrauigkeit von 7  $\mu m$  der Gießwalzen. Ausgewertet wurde die gemessene Temperatur während der fünften Walzenumdre-

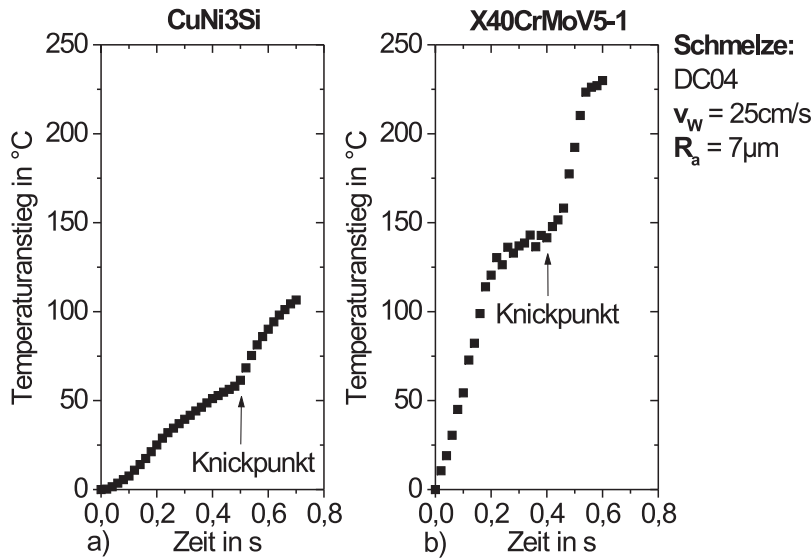


Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf des Temperaturanstiegs an der Walzenoberfläche im Pool während des TRC-Prozesses unter Standardbedingungen; Walzenwerkstoff a)  $CuNi3Si$  und b)  $X40CrMoV5-1$

hung (Mitte des TRC-Prozesses). Im zeitlichen Verlauf ist nach einer bestimmten Zeit das Auftreten eines Knickpunkts zu erkennen, der den Beginn eines beschleunigten Anstiegs von Wärmeinhalt und Walzentemperatur kennzeichnet [183]. Er ist charakteristisch für das TRC-Verfahren und tritt beim Übergang vom Sumpf in den Stumpf auf. Bei diesem Übergang werden die Erstarrungsschichten auf den Walzenoberflächen über die Anstellkraft zu einem Band miteinander verbunden. Der beschriebene zeitliche Verlauf bleibt auch dann erhalten, wenn die Versuchsparameter verändert werden. In Abbildung (6.4) werden die Einflüsse der einzelnen Versuchsparameter auf  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  innerhalb des Pools sichtbar. In der Darstellung von  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  als Funktion der Zeit ist zu erkennen, dass  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  innerhalb von 0,5 s Werte zwischen 101 °C ( $CuNi3Si$ ) und 168 °C ( $X40CrMoV5-1$ ) erreicht. Die darin gezeigte Standardkurve bezieht sich auf die Parameter  $v_w = 25 \text{ cm/s}$ ,  $R_a = 7 \mu m$  und  $c_{Ti} = 0\%$ . Darüber hinaus werden Temperaturkurven

gezeigt, die unter davon abweichenden Versuchsbedingungen aufgenommen wurden. In der Legende ist der abweichende Parameter und seine entsprechende Größe angegeben.

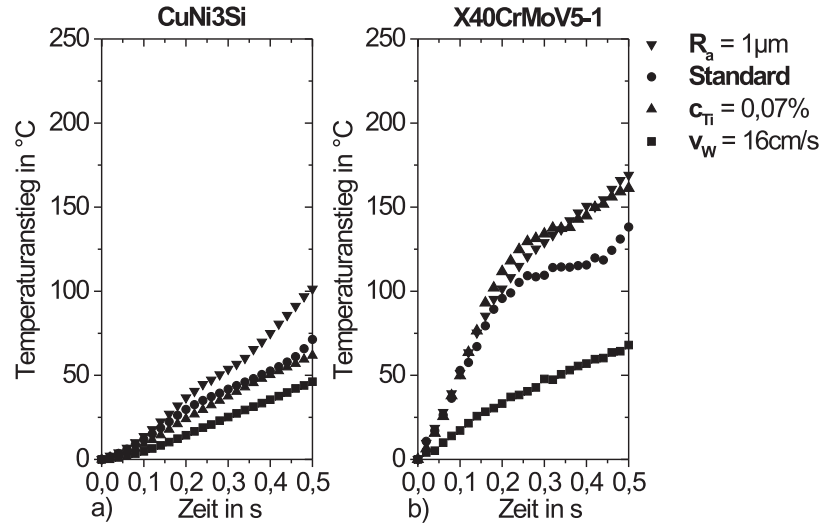


Abbildung 6.4: Zeitlicher Verlauf des Temperaturanstiegs an der Walzenoberfläche im Pool während des TRC-Prozesses unter verschiedenen Versuchsbedingungen; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Abbildung (6.5) zeigt den Temperaturanstieg  $\Delta T(0, t)^{BC}$  als Funktion der Zeit während des BC-Prozesses. Die Standardkurve bezieht sich beim BC-Prozess auf die Parameter

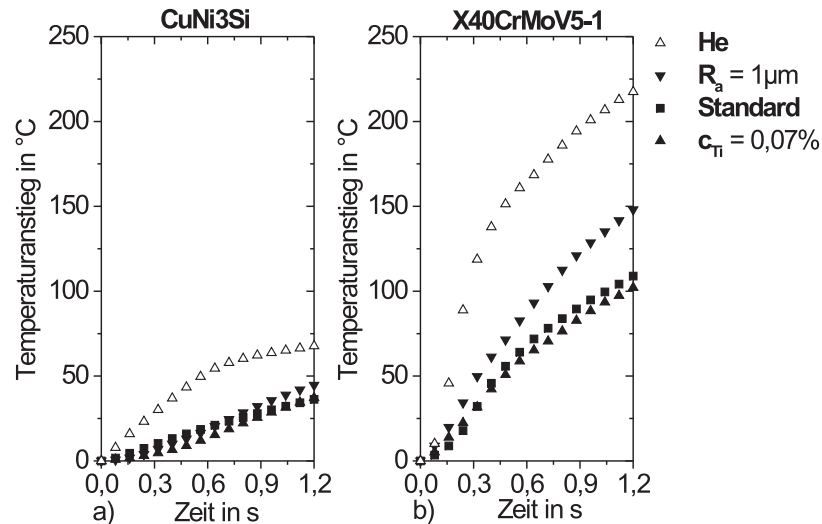


Abbildung 6.5: Zeitlicher Verlauf des Temperaturanstiegs an der Wandoberfläche während des BC-Prozesses unter verschiedenen Versuchsbedingungen; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

$v_W = 1 \text{ cm/s}$ ,  $R_a = 7 \text{ }\mu\text{m}$  und  $c_{Ti} = 0\%$ . Im Vergleich zum TRC-Prozess nimmt der Temperaturanstieg während des BC-Prozesses  $\Delta T(0, t)^{BC}$  innerhalb der ersten 0,5 s erkennbar geringere Werte an. Diese betragen je nach Wandmaterial maximal  $45 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $\text{CuNi3Si}$ ) oder  $155 \text{ }^\circ\text{C}$  ( $\text{X40CrMoV5-1}$ ).

Anhand von TRC- und BC-Versuchen ist zu erkennen, dass die Versuchsbedingungen in erster Linie die Größe des Temperaturanstiegs beeinflussen. Besonders deutlich ist dies im Hinblick auf die Gießgeschwindigkeit beim TRC-Prozess zu erkennen. Wird sie vermindert, dann führt dies zu einer Reduzierung von  $\Delta T(0, t)^{TRC}$ , siehe Abbildung (6.4). Im Gegensatz dazu zeigen TRC-Versuche mit unterschiedlich rauen Walzenoberflächen, dass die Senkung der Oberflächenrauigkeit einen Anstieg von  $\Delta T(0, t)^{TRC}$  hervorruft. Der Einfluss der Oberflächenrauigkeit ist qualitativ auch anhand von  $\Delta T(0, t)^{BC}$  zu erkennen. Eine ähnlich steigernde Wirkung in Bezug auf  $\Delta T(0, t)^{BC}$  kann durch den Austausch von Luft gegen Helium erreicht werden. In Abbildung (6.5) ist auch der zeitliche Verlauf von  $\Delta T(0, t)^{BC}$  unter Luft oder Helium dargestellt. Unter Helium tendiert  $\Delta T(0, t)^{BC}$  über die Dauer des Wärmeeintrags zu höheren Werten hin als unter Luft. Das Mikrolegieren der Stahlsorte DC04 mit Titan führt zu einer erkennbaren Erhöhung von  $\Delta T(0, t)^{TRC}$ , wenn Gießwalzen aus  $\text{X40CrMoV5-1}$  mit einer Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 1 \text{ }\mu\text{m}$  eingesetzt werden. Mit anderen Gießwalzenwerkstoffen, höheren Oberflächenrauigkeit und geringeren Gießgeschwindigkeiten ist kein nennenswerter Einfluss des Titans feststellbar, siehe Abbildung (6.4) und (6.5). Dieser Befund wird in Abschnitt (6.3.5) weiter erörtert.

## 6.2 Wärmestromdichte

Der Temperaturunterschied zwischen der Schmelze und dem Kokillenwerkstoff führt zu einem Wärmestrom und bezogen auf ein Flächenelement senkrecht zu seiner Richtung zu einer Wärmestromdichte. Nach Gleichung (5.21) lässt sich die Wärmestromdichte an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs  $\dot{q}(0, t)$  aus der Temperatur  $T(x_0, t)$  und Wärmestromdichte  $\dot{q}(x_0, t)$  am Messort berechnen. Abbildung (6.6) zeigt die Wärmestromdichte während des TRC-Prozesses  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  als Funktion der Zeit unter Standardbedingungen. Man erkennt, dass  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  im Bereich des Pools mit der Kontaktzeit ansteigt. Aufgrund der Drehbewegung wiederholt sich dieser Anstieg von Umlauf zu Umlauf der Gießwalzen und führt zu einem zeitlichen Verlauf von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$ , der in ganz ähnlicher Art und Weise auch mit wassergekühlten Gießwalzen zu beobachten ist [5]. Der Anstieg von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  ist im Zusammenhang mit dem zeitlichen Verlauf der Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche der Gießwalze und der Oberfläche der erstarrenden Legierung  $T_O(t) - T(0, t)^{TRC}$  und des Wärmewiderstands  $R_{Th}$  zu betrachten. Abbildung (6.7) zeigt den zeitlichen Verlauf von  $T_O(t) - T(0, t)^{TRC}$  unter Standardbedingungen mit Walzen aus  $\text{CuNi3Si}$  und  $\text{X40CrMoV5-1}$ . Die Differenz  $T_O(t) - T(0, t)^{TRC}$  tendiert über die Dauer der Kontaktzeit im Pool zu geringen Werten hin und unterscheidet sich darin grundsätzlich vom zeitlichen Verlauf von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$ . Verantwortlich für diesen zeitlichen Verlauf ist der Anstieg von  $T(0, t)^{TRC}$  und das Absinken der Oberflächentemperatur der erstarrenden Legierung im Bereich der Zwischenschicht  $T(t)^{TRC}$  während des TRC-Prozesses. Ausgehend von einer geringen Temperatur des Walzenwerkstoffs im Vergleich zur Temperatur der Schmelze, und damit großen Differenz  $T_O(t) - T(0, t)^{TRC}$ , wäre zu erwarten, dass  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  zu Beginn des Wärmeübergangs einen relativ hohen Wert annimmt.

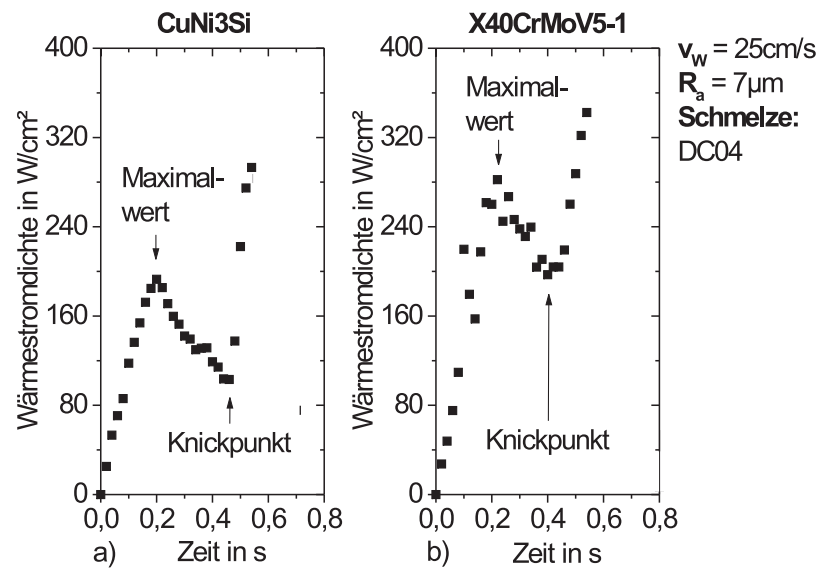


Abbildung 6.6: Zeitlicher Verlauf der Wärmestromdichte an der Walzenoberfläche im Pool während des TRC-Prozesses unter Standardbedingungen mit Maximalwert im Bereich des Sumpfs; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

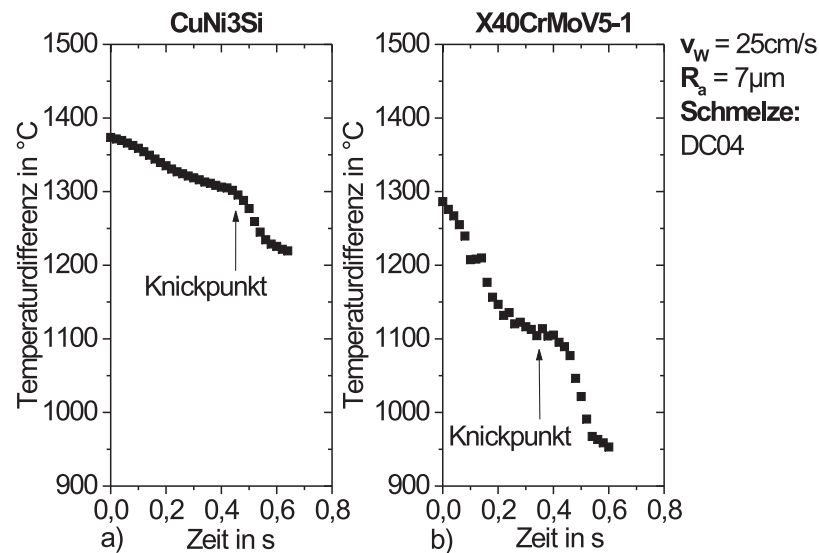


Abbildung 6.7: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz zwischen der Gießwalze und der erstarrenden Legierung im Pool während des TRC-Prozesses unter Standardbedingungen; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

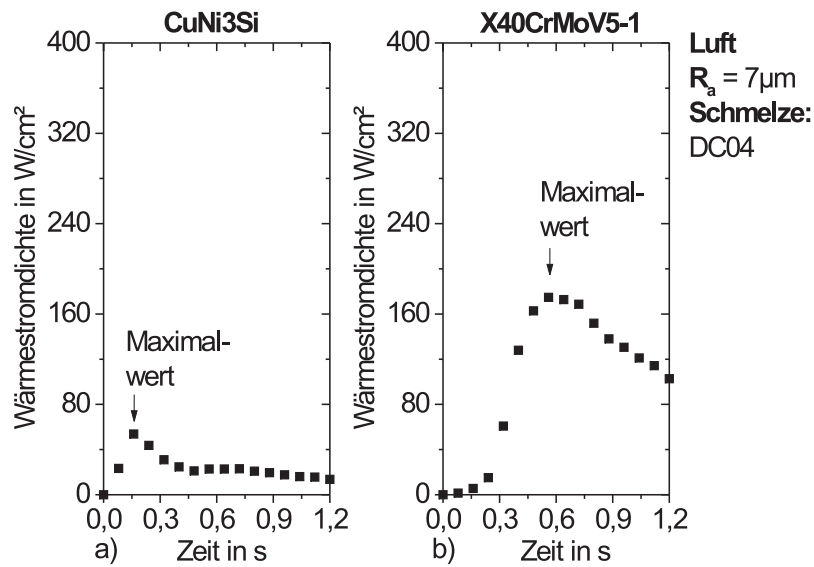


Abbildung 6.8: Zeitlicher Verlauf der Wärmestromdichte an der Wandoberfläche während des BC-Prozesses unter Standardbedingungen mit Maximalwert zu Beginn des Gießprozesses; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

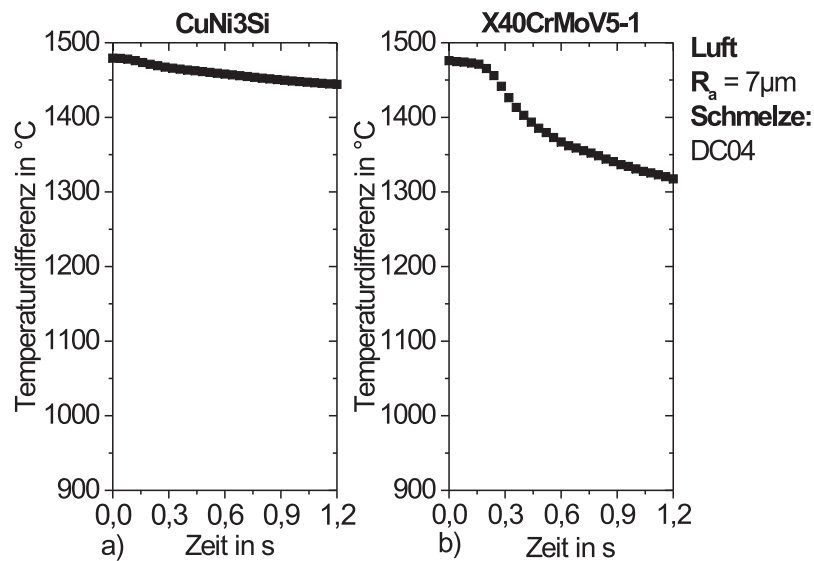


Abbildung 6.9: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz zwischen der Kokillenwand und der erstarrenden Legierung während des BC-Prozesses unter Standardbedingungen; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Der zeitliche Verlauf von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  in Abbildung (6.6) kann damit erklärt werden, dass nicht die Differenz  $T_O(t) - T(0, t)^{TRC}$ , sondern der Wärmewiderstand  $R_{Th}$  die Größe und den zeitlichen Verlauf von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  bestimmt. Zu diesem Resultat kommt man auch, wenn man sich das Zeitverhalten der Wärmestromdichte während des BC-Prozesses  $\dot{q}(0, t)^{BC}$  anschaut. In Abbildung (6.8) ist der zeitliche Verlauf von  $\dot{q}(0, t)^{BC}$  innerhalb der ersten 1,2 s dargestellt. Die Wärmestromdichte steigt zu Beginn des Wärmeübergangs an. In Abbildung (6.9) ist der zeitliche Verlauf der Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche der Kokillenwand und der Oberfläche der erstarrenden Legierung während des BC-Prozesses  $T_O(t) - T(0, t)^{BC}$  unter Standardbedingungen dargestellt. Man erkennt, dass  $T_O(t) - T(0, t)^{BC}$  über die Dauer des Wärmeintrags sich zu immer geringeren Werten hin entwickelt. Der Vergleich mit dem Zeitverhalten von  $\dot{q}(0, t)^{BC}$  lässt den Rückschluss zu, dass  $R_{Th}$  auch beim BC-Prozess eine steuernde Funktion in Bezug auf den Wärmeübergang besitzt. Zwischen dem TRC- und BC-Prozess bestehen Unterschiede hinsichtlich der Zeit, innerhalb derer der Anstieg von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  und  $\dot{q}(0, t)^{BC}$  stattfindet. Beim BC-Prozess ist die Anstiegszeit ausgedehnter und der sich dabei einstellende Maximalwert ist geringer. Der erneute Anstieg nach Erreichen des Maximalwerts, wie er bei  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  zu beobachten ist, fehlt bei dieser Gießtechnik, weil die erstarrende Legierung nicht mechanisch auf die Oberfläche der Kokillenwände gepresst wird.

Beim TRC- und beim BC-Verfahren zeigt sich, dass die Größe der Wärmestromdichte von den Versuchsbedingungen abhängt. Besonders deutlich ist dies am Maximalwert der Wärmestromdichte zu erkennen, der sich beim TRC-Prozess und BC-Prozess zu Beginn des Wärmeübergangs (beim TRC-Prozess innerhalb des Sumpfs) einstellt. In Abbildung (6.10) ist der zeitliche Verlauf von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  während des TRC-Prozesses unter verschiedenen Versuchsbedingungen dargestellt. TRC-Versuche mit unterschiedlichen Gießgeschwindigkeiten lassen erkennen, dass die Senkung der Gießgeschwindigkeit zu einer Verringerung von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  führt. Dieser Einfluss ist auch beim SC-Verfahren in Bezug auf die Strangabzugsgeschwindigkeit [187] festzustellen. Neben dem Einfluss der Gießgeschwindigkeit zeigen TRC-Versuche mit unterschiedlich rauen Walzenoberflächen, dass  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  von der Oberflächenrauigkeit der Walzen abhängig ist. Die Auswertung eigener TRC-Versuche mit glatten Walzenoberflächen ( $R_a = 1 \mu m$ ) oder rauen Walzenoberflächen ( $R_a = 7 \mu m$ ) zeigen, dass die Reduzierung der Oberflächenrauigkeit zu einem Anstieg von  $\dot{q}(0, t)^{TRC}$  führt, siehe Abbildung (6.10).

Beim BC-Prozess hat die Reduzierung der Oberflächenrauigkeit eine ähnliche Wirkung auf die Wärmestromdichte. Abbildung (6.11) zeigt den zeitlichen Verlauf von  $\dot{q}(0, t)^{BC}$  während des BC-Prozesses unter verschiedenen Versuchsbedingungen. In Gießversuchen mit glatten Wandoberflächen ( $R_a = 1 \mu m$ ) oder rauen Wandoberflächen ( $R_a = 7 \mu m$ ) ist zu erkennen, dass  $\dot{q}(0, t)^{BC}$  mit sinkender Oberflächenrauigkeit ansteigt. Im Vergleich mit dem TRC-Prozess ist der dadurch erzielte Anstieg von  $\dot{q}(0, t)^{BC}$  aber geringer. Die Ergebnisse von TRC-Versuchen (hohe Gießgeschwindigkeit) und BC-Versuchen (geringe Gießgeschwindigkeit) lassen erkennen, dass der Einfluss der Oberflächenrauigkeit von der Gießgeschwindigkeit abhängig ist und mit dieser ansteigt. Interessanterweise zeigen Eintauchversuche [142], dass der Einfluss der Geschwindigkeit auf die Wärmestromdichte bei glatten Oberflächen geringer ist als bei rauen Oberflächen. Das bedeutet, dass Gießgeschwindigkeit und Oberflächenrauigkeit miteinander korreliert sind und sich gegenseitig beeinflussen können. Beide Versuchsparameter haben einen relativ starken Einfluss auf die Größe der Wärmestromdichte. Der Einfluss der Oberflächenrauigkeit ist beim TRC-Verfahren größer, weil die Gießgeschwindigkeit höher ist. Ein vergleichbarer Anstieg der Wärmestromdichte ist beim BC-Prozess dadurch erreichbar, dass Luft gegen Helium aus-



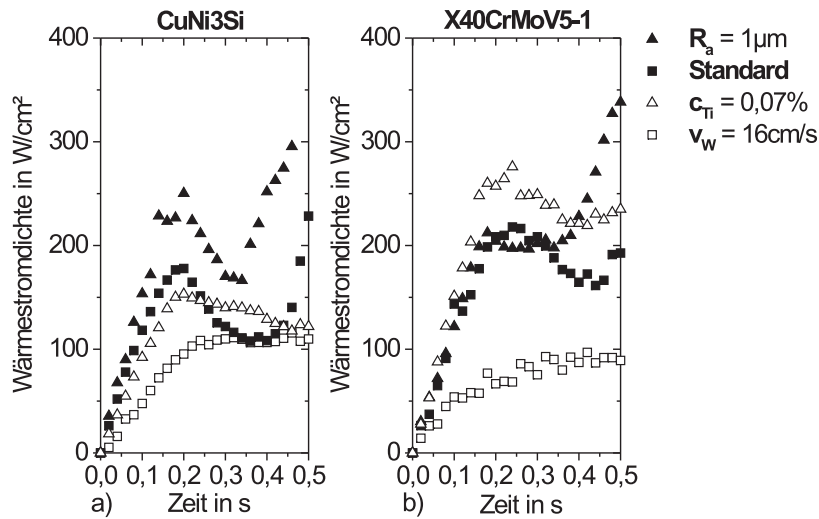


Abbildung 6.10: Zeitlicher Verlauf der Wärmestromdichte an der Walzenoberfläche im Pool während des TRC-Prozesses unter verschiedenen Versuchsbedingungen; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

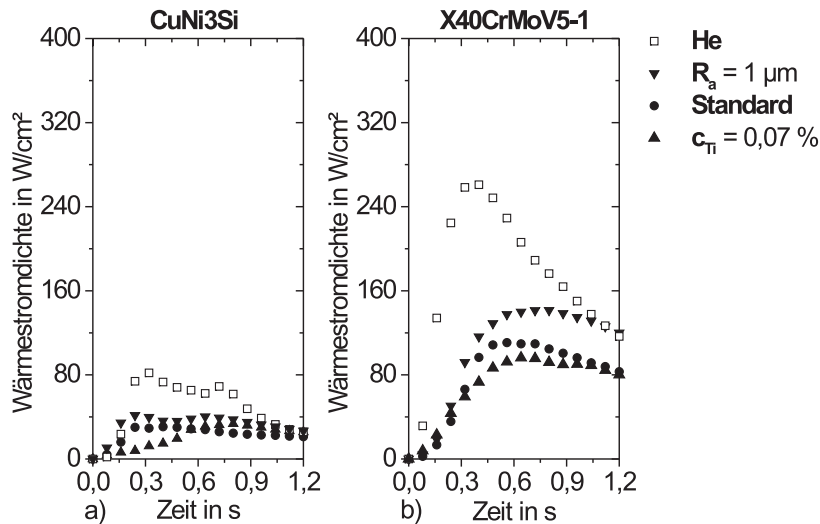


Abbildung 6.11: Zeitlicher Verlauf der Wärmestromdichte an der Wandoberfläche während des BC-Prozesses unter verschiedenen Versuchsbedingungen; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

getauscht wird, siehe Abbildung (6.11). Titan führt in Verbindung mit Gießwalzen aus X40CrMoV5 – 1 zu einem Anstieg von  $\dot{q}(t)^{TRC}$ . In Verbindung mit Gießwalzen oder Kokillenwänden aus CuNi3Si zeigt Titan keinen nennenswerten Einfluss auf den zeitlichen Verlauf der Wärmestromdichte während der Gießprozesse.

### 6.3 Wärmeübergangskoeffizient

Die Einflüsse von Oberflächenrauigkeit und Umgebungsgas legen nahe, dass die Zwischenschicht und insbesondere ihr Wärmewiderstand  $R_G$  eine steuernde Funktion in Bezug auf den Wärmeübergang ausüben. Die Bedeutung von  $R_G$  für den Wärmeübergang ist an der Größe der Nusselt-Zahl  $Nu$  zu erkennen.

Entsprechend Gleichung (2.14) ergibt sich  $Nu$  aus der Dicke der Erstarrungsschicht  $x_S$ , der Wärmeleitfähigkeit der Schmelze  $\lambda_{Liq}$  und dem Quotienten  $\lambda_G/x_G$  bestehend aus Wärmeleitfähigkeit der Zwischenschicht  $\lambda_G$  und Ausdehnung der Zwischenschicht  $x_G$ . Der benannte Quotient entspricht dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G$ .

Zur Berechnung von  $Nu$  sind Gleichung (5.25) und Gleichung (5.27) in Gleichung (2.14) einzusetzen und  $Nu$  zu ermitteln. Für alle durchgeführten TRC- und BC-Versuche ist  $Nu$  berechnet und über die jeweiligen zeitlichen Verläufe gemittelt worden. Die Ergebnisse sind, zusammen mit der Standardabweichung als Streubalken, in Abbildung (6.12) dargestellt. Während des TRC- und BC-Prozesses ist  $Nu \ll 1$ . Das bedeutet, dass

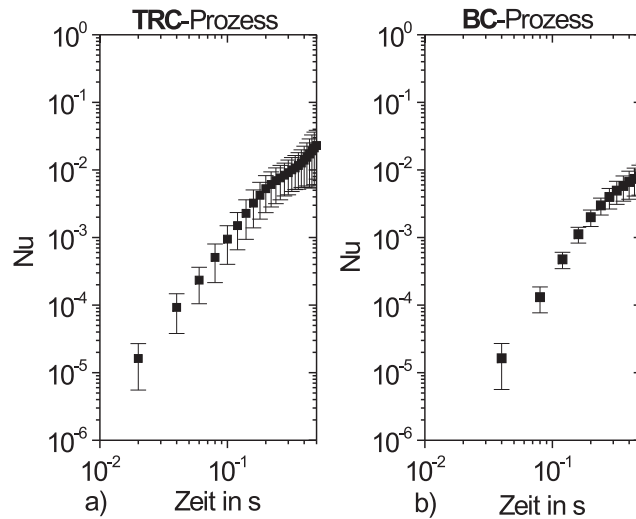


Abbildung 6.12: Zeitlicher Verlauf der Nusselt-Zahl während a) des TRC-Prozesses und b) BC-Prozesses

$R_G \gg R_S$  ist und daher  $R_G$  den Wärmeübergang dominiert. Der Wärmeübergang erfolgt unter Newtonschen Bedingungen und ist in seiner Größe und seinem Zeitverhalten durch den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G$  zu beschreiben. Nach Gleichung (5.25) kann man den Wärmeübergangskoeffizienten für den TRC-Prozess  $\alpha_G^{TRC}$ , aus der Temperatur  $T(0,t)^{TRC}$ ,  $T_O(t)^{TRC}$  und der Wärmestromdichte  $\dot{q}(0,t)^{TRC}$  berechnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung (6.13), (6.22), (6.25) und (6.33) dargestellt. Beim BC-Prozess berechnet sich der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_G^{BC}$  aus den Werten der Temperatur  $T(0,t)^{BC}$ ,  $T_O(t)^{BC}$  und der Wärmestromdichte  $\dot{q}(0,t)^{BC}$ . Die Ergebnisse zeigen die Abbildungen (6.18), (6.27), (6.30) und (6.35).

### 6.3.1 Zeitlicher Verlauf

In Abbildung (6.13) ist der zeitliche Verlauf von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  während des TRC-Prozesses bei einer Umlaufgeschwindigkeit von  $v_W = 25 \text{ cm/s}$  und Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 7 \text{ }\mu\text{m}$  der Gießwalzen (Standardbedingungen) dargestellt. Als wichtigstes Ergebnis ist festzustellen, dass der Wärmeübergang während des TRC-Prozesses nicht konstant ist. Zur Deutung dieses Befunds wird der Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  zu Beginn im Rahmen eines einfachen Modells betrachtet.

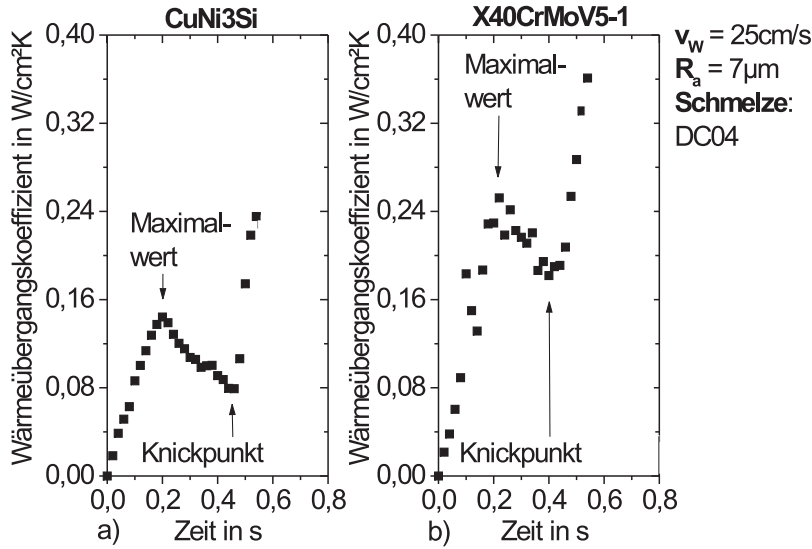


Abbildung 6.13: Zeitlicher Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten an der Walzenoberfläche während des TRC-Prozesses unter Standardbedingungen; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Der Wärmeübergang beginnt im Bereich des Meniskus. Das Profil des Meniskus ist nach dem Gießprozess anhand von oxidischen Ablagerungen auf den Seitenplatten erkennbar, siehe Abbildung (4.2).  $\alpha_G(t)^{TRC}$  nimmt hier vergleichsweise geringe Werte an. Das bedeutet, dass in diesem Bereich offenbar schlechte Bedingungen für den Wärmeübergang bestehen. Verursacht werden diese schlechten Bedingungen dadurch, dass kein Kontakt zwischen der erstarrenden Legierung und der Walzenoberfläche besteht. Dieser Befund ist Abbildung (4.2) erkennbar und, zur Verdeutlichung, in Abbildung (6.14a) schematisch dargestellt. Aus physikalischer Sicht können die Gießwalzen hier Wärme über Wärmestrahlung und Wärme über die Luft (Konvektion und Wärmeleitung) aufnehmen [5]. Welchen Beitrag jeweils Wärmestrahlung, Konvektion und Wärmeleitung zum Anstieg von  $\alpha_G$  leisten, ist dabei zunächst unklar. Um eine qualitative Antwort darauf geben zu können, ist zunächst der Wärmeübergangskoeffizienten für den Wärmeübergang durch Strahlung zu berechnen. Seine Größe ist von der Orientierung und Lage der Wärmestrahlung austauschenden Flächen [62] zueinander abhängig. Dieser Einfluss wird über den Sichtfaktor bei der Berechnung berücksichtigt [54] und ergibt, zusammen mit  $\alpha_{Strahlung}$  den effektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $\tilde{\alpha}_{Strahlung}$ , siehe Gleichung (2.31). Die Abschätzung der Größenordnung von  $\alpha_{Strahlung}$  erfolgt nach Gleichung (2.27). Ausgehend von  $\epsilon_S \approx 1$  [39]

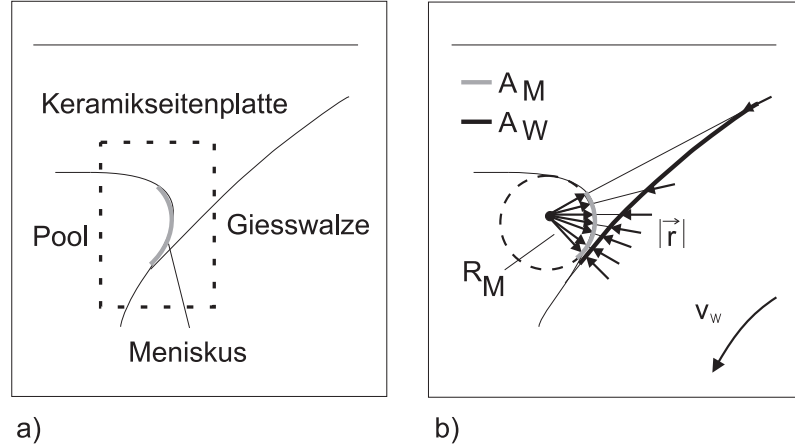


Abbildung 6.14: Schematische Darstellung a) des Meniskus-Bereichs und b) des Abstands zwischen Meniskusoberfläche und Walzenoberfläche für die Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Zweiwalzen Gießverfahren

(erstarrende Legierung) und  $\epsilon_W \approx 1$  [56] (Gießwalzen), einer Oberflächentemperatur der erstarrenden Legierung zwischen 1000 und 1500 °C und der Gießwalzen von 20 bis 500 °C ergibt sich ein Wertebereich von 0,026 bis 0,038 W/cm<sup>2</sup>K. Für die Berechnung von  $F_{A_M \rightarrow A_W}$  ist zu berücksichtigen, dass die Oberfläche der erstarrenden Legierung  $A_M$  im Bereich des Meniskus gekrümmt ist, siehe Abbildung (6.14a).  $A_M$  lässt sich vereinfacht als Mantelfläche eines Zylinders beschreiben, deren abgestrahlte Wärme von der Walzenoberfläche  $A_W$  aufgenommen wird. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung (6.14b) schematisch dargestellt. Für den Wärmeübergang ist nur ein Teil der genannten Flächen relevant. Der jeweilige Teil von  $A_M$  und  $A_W$  ist erkennbar, wenn man gedanklich von der Mantelfläche ausgeht und parallel zum Betrag des Abstandsvektors  $|\vec{r}|$ , in Richtung der Walzenoberfläche schaut. Der Walzendrehung folgend, nimmt  $|\vec{r}|$  zunächst einen relativ großen Wert an und tangiert dabei die Walzenoberfläche. Mit der Annäherung an den Meniskus, tendiert  $|\vec{r}|$  zu geringeren Werten hin und erreicht seinen geringsten Wert dort, wo  $|\vec{r}|$  senkrecht auf die Walzenoberfläche auftrifft (parallel zum Walzenradius). Schätzungsweise ein Viertel der gesamten Mantelfläche wird für die Abgabe von Wärmestrahlung genutzt. Bezeichnet  $R_M$  den Krümmungsradius des Meniskus und  $b_W$  die Breite der Gießwalze (etwa 6 cm), dann ergibt sich  $A_M$  zu

$$A_M = \frac{\pi}{2} R_M b_W . \quad (6.1)$$

$A_W$  kann vereinfachend als eine rechteckige ebene Fläche beschrieben werden. Bezeichnet  $\delta$  die Länge der Fläche, dann lässt sich  $A_W$  anhand von  $b_W$  wie folgt berechnen

$$A_W = b_W \delta . \quad (6.2)$$

$\delta$  entspricht dem Maximalwert von  $|\vec{r}|$  (etwa 19 mm). Aufgrund der Drehung der Walzen, bewegt sich  $A_W$  auf  $A_M$  zu. Dadurch besitzen  $A_W$  und  $A_M$  eine zeitabhängige Orientierung und Lage zueinander. Neben den genannten Flächen sind darüber hinaus die sogenannten geometrischen Faktoren  $\cos \beta_M$ ,  $\cos \beta_W$  und  $|\vec{r}|^2$  für die Berechnung des Sichtfaktors  $F_{A_M \rightarrow A_W}$  zu bestimmen. In Abbildung (6.15) ist die Lage der genannten Faktoren zu erkennen.



$$|\vec{r}| = \sqrt{(x_{MW}^2 + R_M^2)} - R_M \quad . \quad (6.3)$$

$$|\vec{r}| = \Theta_1 \exp(t/\Theta_2) - \Theta_3 \quad . \quad (6.4)$$

$$\cos \beta_W = \frac{R_M}{|\vec{r}^*| + R_M} \quad . \quad (6.5)$$

$$F_{A_M \rightarrow A_W} = \left( \frac{b_W R_M}{4\pi} \right) \frac{\delta}{|\vec{r}|^2 (|\vec{r}| + R_M)} . \quad (6.6)$$

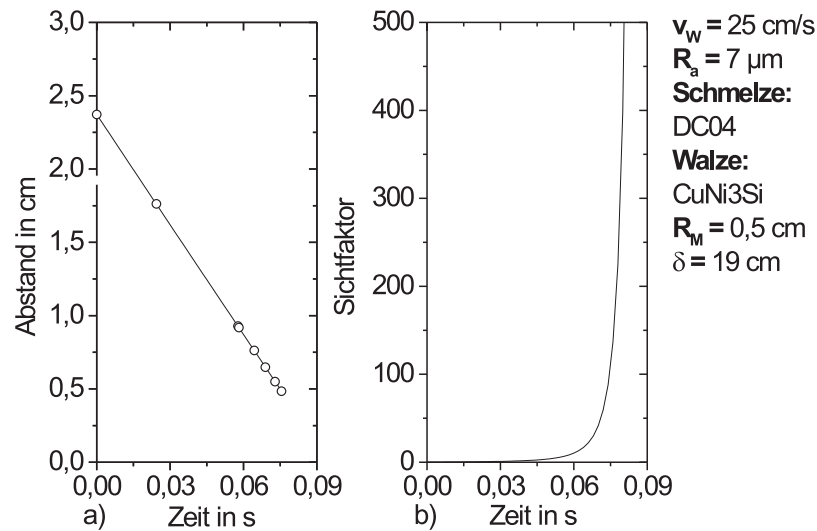


Abbildung 6.16: Zeitlicher Verlauf a) des Abstands zwischen der Oberfläche des Meniskus und der Walzenoberfläche und b) des Sichtfaktors, ermittelt für einen TRC-Versuch unter Standardbedingungen

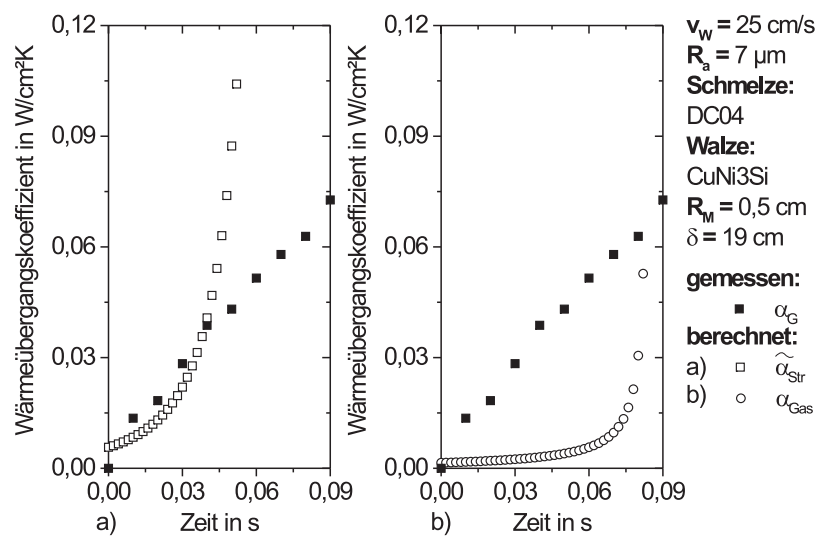


Abbildung 6.17: Zeitlicher Verlauf a) des effektiven Wärmeübergangskoeffizienten für Strahlung (berechnet) und b) des Wärmeübergangskoeffizienten für Wärmeleitung durch die Luft im Vergleich zu experimentell ermittelten Werten des Wärmeübergangskoeffizienten für einen TRC-Versuch unter Standardbedingungen

zeitliche Verlauf von  $\tilde{\alpha}_{Strahlung}(t)$  dem zeitlichen Verlauf von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  für einen Bandgießversuch unter Standardbedingungen gegenübergestellt.  $\tilde{\alpha}_{Strahlung}(t)$  erreicht innerhalb der ersten 0,045 s ähnlich große Werte wie  $\alpha_G(t)^{TRC}$ .

Für die Deutung des Anstiegs von  $\alpha_G$  ist neben der Wärmestrahlung auch der Wärmeübergang durch Konvektion und Wärmeleitung in Bezug auf die umgebende Luft zu betrachten. Der Wärmeübergang durch Konvektion läßt sich nach [44] mit  $0,002 \text{ W/cm}^2\text{K}$  abschätzen. Das bedeutet, dass der Wärmeübergang über die Luft im Wesentlichen durch Wärmeleitung erfolgt. Aufgrund des vergleichsweise großen Abstands zwischen  $A_M$  und  $A_W$  ist davon auszugehen, dass bei diesem Prozess die Gasteilchen mit der erstarrenden Legierung, der Walzenoberfläche und untereinander wechselwirken. Die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle ist kleiner als der Abstand zwischen der erstarrenden Legierung und der Walzenoberfläche. Darüber hinaus wurden bei der Abschätzung von  $\alpha_{Gas}$  der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und die Masse der Gasmoleküle  $m$  mit berücksichtigt. Ausgehend von Luft als Umgebungsgas, mit einem Sauerstoffanteil von 21% und Stickstoffanteil von 79%, ergibt sich die durchschnittliche Molekülmasse  $m$  aus der Summe der gewichteten Molekülmassen von Sauerstoff 32 u (u: Atomare Masseneinheit) und Stickstoff 28 u [188]. Der mittlere Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Gasmoleküle kann nach der kinetischen Gastheorie aus den Atomradien berechnet werden [60]. In [31] wird der Atomradius für Sauerstoff mit 0,056 nm und für Stickstoff mit 0,071 nm angegeben ( $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$  [58]). Formal analog zur Berechnung von  $m$  wurde der durchschnittliche Wert von  $\sigma$  aus den mit den Anteilen von Sauerstoff und Stickstoff gewichteten Wirkungsquerschnitten der Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle berechnet. Die Ergebnisse der Abschätzung von  $\alpha_{Gas}(t)$  und der zeitliche Verlauf im Vergleich zu  $\alpha_G(t)^{TRC}$  zeigt Abbildung (6.17b). Innerhalb der ersten 0,045 s erreicht  $\alpha_{Gas}(t)$  Werte in der Größenordnung von weniger als  $0,006 \text{ W/cm}^2\text{K}$ . Während  $\alpha_G(t)^{TRC}$  sichtbar ansteigt, ist innerhalb dieses Zeitraumes ein Anstieg bei  $\alpha_{Gas}(t)$  nur andeutungsweise erkennbar. Das bedeutet, dass Wärmeleitung und Konvektion, im Vergleich zur Wärmestrahlung, einen erkennbar geringeren Beitrag zum Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  leisten. Da zwischen Walzenoberfläche und erstarrender Legierung im Bereich des Pools ein permanenter Kontakt und dadurch Wärmeübergang vorhanden ist, besteht die Möglichkeit, dass die Wärmeverteilung im Walzenwerkstoff während der Annäherung von  $A_W$  an  $A_M$ , neben der Wärmestrahlung im Bereich des Meniskus, einen zusätzlichen Beitrag zum Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  liefert.

In BC-Versuchen ist der Einfluss der Wärmeverteilung untersucht worden. Hier ist die Gießgeschwindigkeit am Geringsten. Wenn ein Einfluss der Wärmeverteilung tatsächlich besteht, dann hat er hier am meisten Zeit sich auszuprägen und sollte daher auch besonders deutlich erkennbar sein. Abbildung (6.18) zeigt den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G(t)^{BC}$  in Abhängigkeit von der Zeit während des Steiggießversuchs mit keramisch abgedeckten oder freien Wandoberflächen aus  $\text{CuNi3Si}$  oder  $\text{X40CrMoV5-1}$ . Anhand des Werteverlaufs ist zu erkennen, dass der Anstieg von  $\alpha_G(t)^{BC}$  sowohl mit zugelassener als auch ohne Wärmeverteilung auftritt.

Beim TRC-Prozess setzt sich der Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten bis in den Sumpf hinein fort. Zwischen dem Meniskus und dem engsten Punkt im Walzspalt nehmen die Gießwalzen nicht nur über das Gas in der Zwischenschicht sondern darüber hinaus zusätzlich Wärme über den metallisch wärmeleitenden Kontakt mit der erstarrenden Legierung auf. In [118] geht man davon aus, dass der Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  im Bereich des Sumpfs durch den Schweredruck des flüssigen Metalls aufrechterhalten wird. Dieser wächst mit steigender Tiefe im Pool während des TRC-Prozesses an und presst die erstarrende Legierung auf die Walzenoberflächen. Dadurch verringert sich das Volumen der

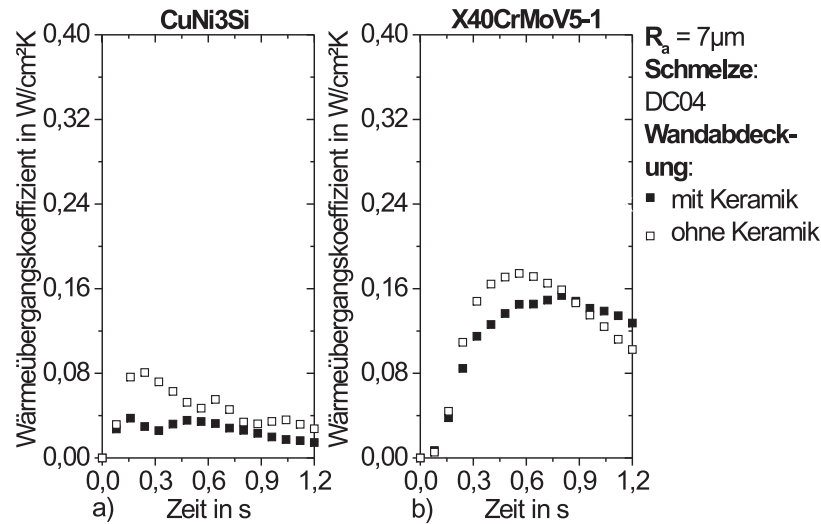


Abbildung 6.18: Zeitlicher Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten während des BC-Prozesses mit oder ohne keramischer Abdeckung der Kokillenwände; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Luft innerhalb der Zwischenschicht, so dass Wärme verstärkt über den metallisch wärmeleitenden Kontakt von den Gießwalzen aufgenommen wird. Im Vergleich zum zeitlichen Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten während des BC-Prozesses  $\alpha_G(t)^{BC}$  und unter Berücksichtigung der Gießgeschwindigkeit ist aber zu erkennen, dass der Schweredruck nicht die einzige Ursache für den Anstieg des Wärmeübergangs sein kann. Die Zeit, innerhalb derer der Schweredruck des flüssigen Stahls ansteigt, ist von der Walzengeschwindigkeit  $v_W$  abhängig. Er steigt umso schneller an, je größer  $v_W$  ist. Beim BC-Verfahren wächst der Schweredruck des flüssigen Stahls umso schneller an, je schneller der Gießspiegel in der Steiggießkokille ansteigt. Es ist zu erwarten, dass der Schweredruck, und dadurch der Wärmeübergang, ähnlich dem Verhältnis von Umfangs- und Steiggeschwindigkeit während des TRC-Prozesses schneller ansteigt als während des BC-Prozesses. Zur Überprüfung dieser Einschätzung wurden die Zeitwerte bis zum Erreichen des Maximalwerts von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  und  $\alpha_G(t)^{BC}$  ermittelt (Anstiegszeit) und das Verhältnis berechnet (Quotient). Die Anstiegszeit ist vom Gießverfahren abhängig. Je nach dem wie die Gießbedingungen voreingestellt wurden, erreicht die Anstiegszeit im Durchschnitt Werte von 0,21 (TRC-Verfahren) bis 0,42 s (BC-Verfahren). Anhand des Quotienten ist zu erkennen, dass  $\alpha_G(t)^{TRC}$  im Mittel um den Faktor 2 schneller ansteigt als  $\alpha_G(t)^{BC}$ . Daraus folgt aber auch, dass der Wärmeübergang, unabhängig von den Gießbedingungen während des TRC-Prozesses langsamer ansteigt, als das Verhältnis der Gießgeschwindigkeiten dies erwarten ließe.

Um den Anstieg des Wärmeübergangs verstehen zu können, reicht die Betrachtung des Schweredrucks nicht aus. Es sind weitere Einflussgrößen mit in Betracht zu ziehen, die die Größe und zeitliche Entwicklung des Wärmeübergangs beeinflussen. Entsprechend Gleichung (2.40) verhält sich  $\alpha_G(t)$  umgekehrt proportional zur Ausdehnung der Zwischenschicht  $x_G(t)$ . Aufgrund dessen reagiert der Wärmeübergang besonders empfindlich auf Änderungen von  $x_G(t)$  [47]. In Bezug auf die Diskussion des Zeitverhaltens von  $\alpha_G(t)$



ist daher neben dem ferrostatischen Druck auch die Passung zu berücksichtigen, die sich während des Gießprozesses zwischen der erstarrenden Legierung und der Oberfläche der Kokille einstellt [189]. Zur Abbildung der Oberfläche des Kokillenwerkstoffes wurde diese

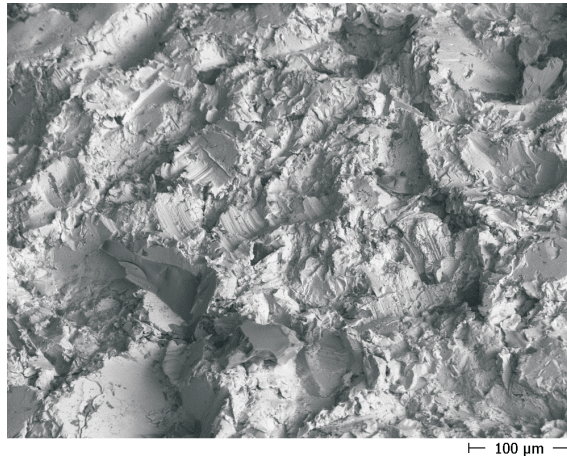


Abbildung 6.19: Oberfläche des Kokillenwerkstoffes nach dem Sandstrahlen

nach dem Sandstrahlen mit dem Rasterelektronenmikroskop untersucht. Abbildung (6.19) zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung. Der Werkstoff weist eine mikroskopisch raue Oberfläche auf, die Ähnlichkeit mit einem Berg-und-Tal-Profil besitzt. Um einen Eindruck vom

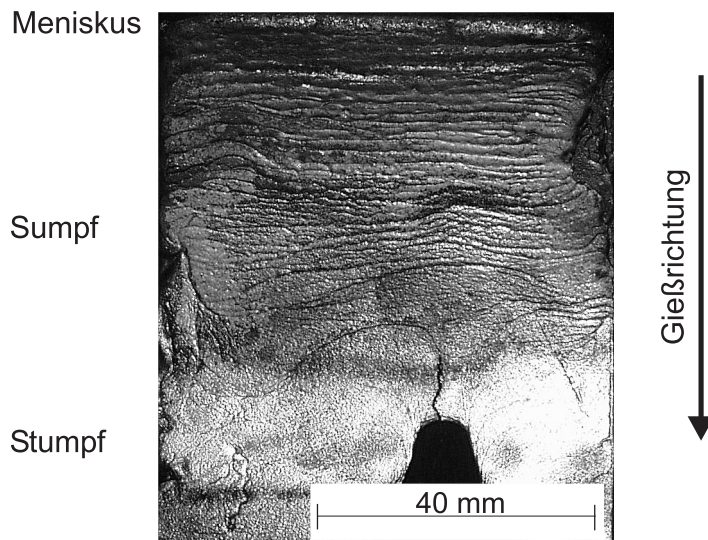


Abbildung 6.20: Rillige Oberfläche der Erstarrungsschicht (TRC-Prozess)

Aussehen der Oberfläche der erstarrenden Legierung zu bekommen, wurde die Walzenbewegung gestoppt und die Zufuhr der Schmelze in den Pool unterbrochen. Die verbleibende Schmelzenmenge zwischen den Gießwalzen und Seitenplatten erstarrte zu einem keilförmigen Stück und fror dabei die Oberfläche der Erstarrungsschicht in ihrer Gestalt ein. Das Aussehen dieser Oberfläche zeigt Abbildung (6.20). Man erkennt regelmäßig ausgebildete und parallel zueinander verlaufende Gießrillen in der Nähe des Meniskus (Bildbereich im oberen Teil). Diese rillige Oberfläche ist auch nach Steiggiessversuchen an den

Seitenflächen des gegossenen Blocks zu beobachten. Abbildung (6.21) zeigt die Seitenfläche eines Blocks nach dem BC-Versuch unter Standardbedingungen. Gießrillen bilden sich

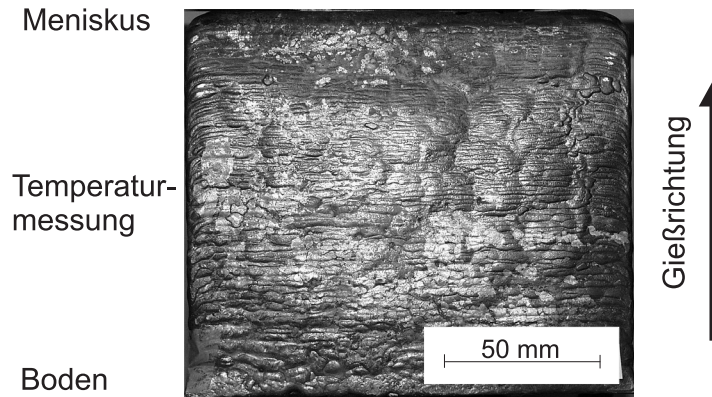


Abbildung 6.21: Rillige Oberfläche der Erstarrungsschicht (BC-Prozess)

durch die Vorauserstarrung der Schmelze an der Pooloberfläche längs des gekrümmten Meniskus, der während des Gießprozesses periodisch von der Schmelze überwallt wird [172]. Bei genauer Betrachtung der rilligen Oberfläche in Abbildung (6.20) ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Abstand zum Meniskus die Parallelität zwischen den Gießrillen verloren geht (Bildbereich in der Mitte). Mit der Annäherung an den Stumpf werden die Gießrillen regelrecht zusammengeschoben (Bildbereich im unteren Teil). Im Stumpf geht die rillige Struktur schließlich völlig verloren. Über diese Einebnung der Rillen, wird auch im Zusammenhang mit dem Gießen von Bändern aus  $Fe3\%Si$  in [12] berichtet. Für die Deutung des Anstiegs von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  im Bereich des Sumpfs ist die erkennbare Zusammenschiebung der Gießrillen wichtig. Das Zusammenschieben der Gießrillen kann mit der Rückeilung des Halbschalenmaterials erklärt werden. Die Rückeilung des Halbschalenmaterials in Richtung des Pools kommt dadurch zustande, dass durch die Verformung des Materials der Walzenanstellkraft eine Kraft entgegenwirkt [13, 45]. Durch die Rückeilung wird beim TRC-Prozess der Abstand zwischen den Gießrillen verkürzt und die Anzahl der Stellen erhöht, an denen Wärme über den metallisch wärmeleitenden Kontakt aufgenommen werden kann. Der Anstieg im Sumpf erfolgt innerhalb von 0,2 bis 0,25 s und endet mit dem Erreichen des Maximalwerts von  $\alpha_G(t)^{TRC}$ . Danach sinkt  $\alpha_G(t)^{TRC}$  zunächst wieder ab, weil die Halbschale von der Oberfläche der Gießwalzen abhebt [183] (thermische Kontraktion). Verantwortlich dafür ist die Abkühlung der Halbschale, die zunächst das Halbschalenvolumen reduziert. Nach Unterschreiten der Nullfestigkeitstemperatur von etwa  $1497^\circ C$  [169] steigt die Festigkeit an und ermöglicht zusätzlich die Ausbildung von Längsspannungen innerhalb der Halbschale [12]. Die dabei auftretende Vergrößerung von  $x_G(t)$  wird durch die Ausdehnung des Kokillenwerkstoffs (thermische Expansion) noch verstärkt [190]. Der Anstieg von  $x_G(t)$  hat zur Folge, dass mehr Wärme über die Luft in der Zwischenschicht und immer weniger über den metallisch wärmeleitenden Kontakt aufgenommen werden kann [28]. Aufgrund der vergleichsweise schlechten thermischen Eigenschaften der Luft führt dieser Prozess zu einer Verminderung des Wärmeübergangs, die an der Absenkung von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  erkennbar ist. Erst im Stumpf ist ein erneuter Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  wieder möglich. Die Halbschalen werden durch die Anstellkraft der Gießwalzen mechanisch auf die Walzenoberfläche gepresst [13]. Dabei steigt der Grenzflächendruck an und führt zu einem plastischen Fließen des Halbschalenmaterials in Abhängigkeit von

seiner Umformfestigkeit. Der Wärmeübergang steigt an, weil dabei die Anzahl der Stellen erhöht wird und die Flächen an den bereits vorhandenen Stellen vergrößert werden, wo Wärme durch den metallisch wärmeleitenden Kontakt von den Gießwalzen aufgenommen wird.

Der betrachtete zeitliche Verlauf von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  zwischen Meniskus und Stumpf unterliegt von Umlauf zu Umlauf der Gießwalzen statistischen Schwankungen. Die Größenordnung dieser Schwankungen ist vergleichbar mit jenen, die während des BC-Prozesses von Ort zu Ort an der Wandoberfläche im zeitlichen Verlauf von  $\alpha_G(t)^{BC}$  festzustellen sind. Das Auftreten von statistischen Schwankungen in  $\alpha_G(t)$  kann mit statistischen Schwankungen in der Zwischenschichtausdehnung  $x_G(t)$  erklärt werden. Die besondere Bedeutung von  $x_G(t)$  ist daran zu erkennen, dass sich  $\alpha_G(t)$  umgekehrt proportional zu  $x_G(t)$  verhält.  $\alpha_G(t)$  reagiert dadurch besonders empfindlich auf Änderungen von  $x_G(t)$ . Bereits geringe Schwankungen in  $x_G(t)$  können zu vergleichsweise großen Schwankungen in  $\alpha_G(t)$  führen, wenn  $x_G(t)$  von geringer Größe ist. Die Bedeutung der Zwischenschicht für die Gleichmäßigkeit des Wärmeüberganges wird anschaulicher, wenn man die Zwischenschicht als eine gasgefüllte Schicht mit der durchschnittlichen Ausdehnung  $x_G(t)$  betrachtet [17].  $x_G(t)$  begrenzt die Menge des Gases innerhalb der Zwischenschicht und dadurch die Wärmemenge, die innerhalb der Zwischenschicht transportiert werden kann und den Umfang, in dem sich Unterschiede im Wärmeübergang über Gaswärmeleitung vermindern lassen.

Dass Schwankungen im Wärmeübergang überhaupt festzustellen sind, zeigt, dass der Wärmetransport über das Gas innerhalb der Zwischenschicht nur in einem begrenzten Umfang stattfinden kann. Die Wärmemenge, die von den Gießwalzen aufgenommen wird, ist größer als die Wärmemenge, die innerhalb des Gases transportiert wird, weil die Gießwalzen Wärme nicht nur über das Gas, sondern zusätzlich auch noch über die metallisch wärmeleitenden Kontakte mit der erstarrenden Legierung aufnehmen. Die Höhe des Wärmeübergangs hängt davon ab, wie sich der Wärmetransport auf diese beiden Wege aufteilt. Ist der Wärmeübergang an der Walzenoberfläche beispielsweise von geringer Größe, dann erfolgt er im Wesentlichen über das Gas. Der Beitrag von  $\alpha_{Gas}$  und  $\alpha_{Metall}$  zu  $\alpha_G(t)$  hängt von den vorgegebenen Versuchsbedingungen ab.

### 6.3.2 Einfluss der Gießgeschwindigkeit

Der Einfluss der Versuchsbedingungen auf den Wärmeübergang ist besonders deutlich anhand von TRC-Versuchen mit unterschiedlichen Gießgeschwindigkeiten zu erkennen.

In Abbildung (6.22) und Abbildung (6.23) ist der Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G^{TRC}$  und auf die Standardabweichung von  $\alpha_G^{TRC}$  beim TRC-Verfahren dargestellt. Im Vergleich zeigt sich, dass die Senkung der Gießgeschwindigkeit sowohl die Größe als auch die Standardabweichung von  $\alpha_G^{TRC}$  reduziert.

Der Einfluss der Gießgeschwindigkeit ist noch deutlicher zu erkennen, wenn BC-Versuche in die Betrachtung dieses Zusammenhangs mit einbezogen werden und die Auswertung des zeitlichen Verlaufs sich auf einen definierten Punkt beschränkt. Besonders gut eignet sich dafür der Maximalwert, den  $\alpha_G(t)^{TRC}$  im Sumpf während des TRC-Prozesses und  $\alpha_G(t)^{BC}$  während des BC-Prozesses erreicht. In Abbildung (6.24) ist das Ergebnis dieser Betrachtungen dargestellt. Man erkennt in Abbildung (6.24a), dass der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_G(t)$  mit der Gießgeschwindigkeit ansteigt. In [5] wird der Einfluss der Gießgeschwindigkeit darauf zurückgeführt, dass sich zwischen der Schmelze und der Walzenoberfläche eine gasgefüllte Zwischenschicht bildet. Die Ausdehnung dieser Schicht ist davon abhängig, wie

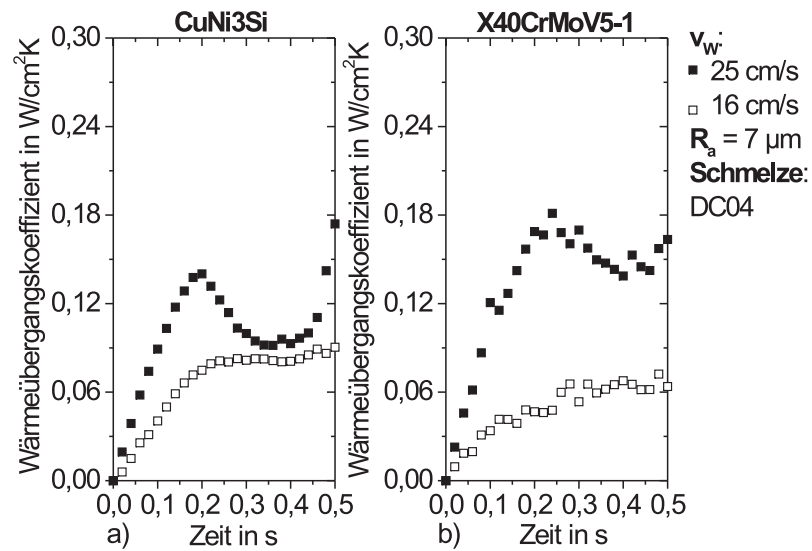


Abbildung 6.22: Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

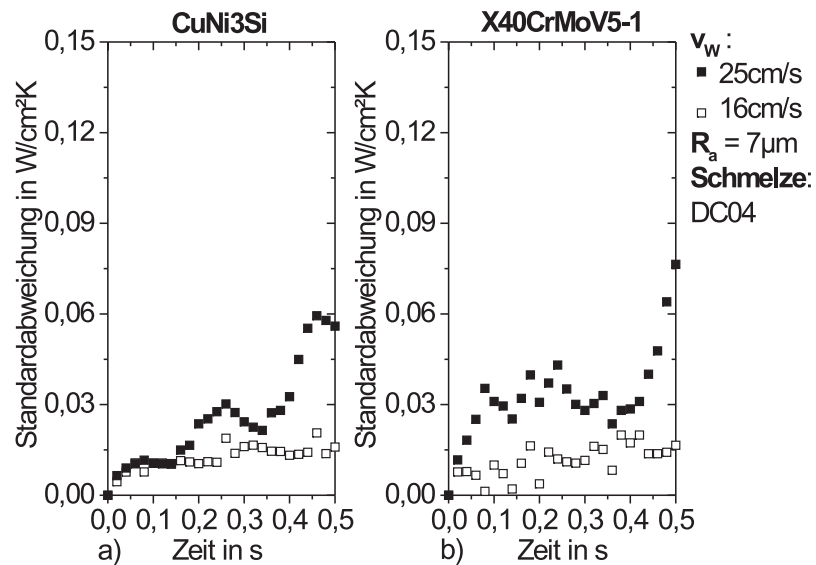


Abbildung 6.23: Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

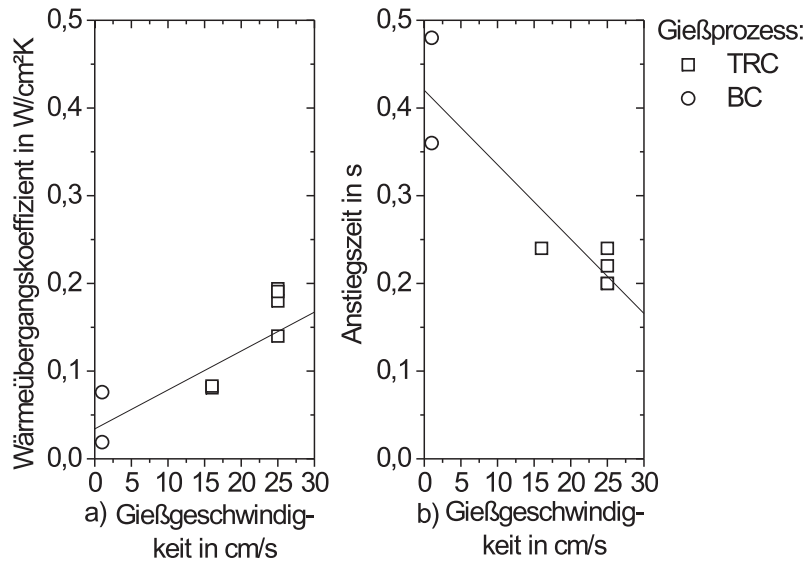


Abbildung 6.24: Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf a) den Maximalwert des Wärmeübergangskoeffizienten und b) die Zeit bis zum Erreichen des Maximalwerts (Anstiegszeit)

groß das Gasvolumen ist, das darin eingeschlossen ist. Bei geringen Gießgeschwindigkeiten nimmt das darin befindliche Gas über einen längeren Zeitraum Wärme auf und kann sich stärker ausdehnen. Dadurch nimmt  $x_G$  größere und  $\alpha_G$  entsprechend geringere Werte an. Abbildung (6.24b) zeigt die Zeit bis zum Erreichen des Maximalwerts von  $\alpha_G$  zu Beginn des Wärmeübergangs (Anstiegszeit) in Abhängigkeit von der Gießgeschwindigkeit. Anhand des Werteverlaufs ist zu erkennen, dass mit sinkender Gießgeschwindigkeit die Anstiegszeit größer und dadurch der Anstieg von  $\alpha_G(t)$  während des TRC-Prozesses verlangsamt wird. Dieser Befund kann im Zusammenhang mit der Rückeilung des Halbschalenmaterials in den Sumpf durch den Walzprozess im Stumpf erklärt werden. Nach [45] lässt sich die Rückeilung durch geringe Gießgeschwindigkeiten verlangsamen. Es kann dadurch ein größerer Abstand zwischen den Gießrillen bestehen bleiben. In der Zwischenschicht befindet sich dadurch mehr Gas. Im Vergleich zu höheren Gießgeschwindigkeiten kann mehr Wärme über Gaswärmeleitung übertragen werden.

Nach [118] ist davon auszugehen, dass sich die Wärmeübertragung bei geringen Gießgeschwindigkeiten im Wesentlichen auf die Gaswärmeleitung beschränkt. Diese Einschätzung wird durch die Ergebnisse von TRC-Versuchen gestützt, über die in [137] berichtet wird. Sie zeigen, dass der Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf  $\alpha_G(t)$  von den thermischen Eigenschaften des Gases abhängig ist. Dieser Einfluss ist zum einen auf den vergleichsweise hohen Wärmewiderstand und zum anderen auf den hohen Anteil, den das Gas am Wärmeübergang insgesamt hat, zurückzuführen. Der relativ hohe Gasanteil hat darüber hinaus zur Folge, dass der Wärmeübergang gleichmäßiger wird. Dies ist an der Reduzierung der Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  erkennbar, siehe Abbildung (6.23).

### 6.3.3 Einfluss der Oberflächenrauigkeit

Der Anteil, den das Gas am Wärmeübergang besitzt, und die Gleichmäßigkeit des Wärmeübergangs kann auch über die Oberflächenrauigkeit des Kokillenwerkstoffs beeinflusst werden.

In Abbildung (6.25) ist der zeitliche Verlauf von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  und in Abbildung (6.26) der zeitliche Verlauf der Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  mit glatten Walzenoberflächen ( $R_a = 1\mu m$ ) oder rauen Walzenoberflächen ( $R_a = 7\mu m$ ) dargestellt. Im Vergleich ist zu erkennen, dass der Einsatz von Gießwalzen mit reduzierter Oberflächenrauigkeit sowohl die Größe als auch die Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  erhöht. Abbildung (6.27) und

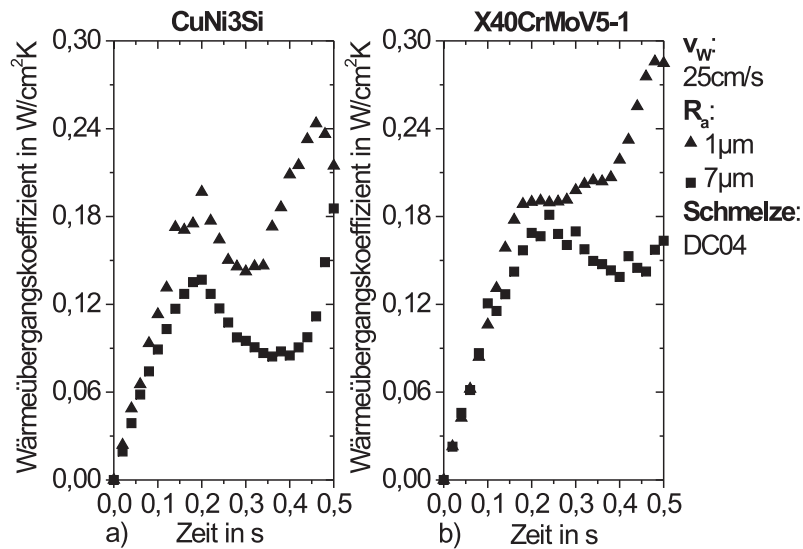


Abbildung 6.25: Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Abbildung (6.28) zeigen den Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G(t)^{BC}$  und die Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{BC}$ .

Im Vergleich zu  $\alpha_G^{TRC}$  nimmt  $\alpha_G(t)^{BC}$  erkennbar geringere Werte an. Der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Größe und Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten ist beim BC-Prozess schwächer ausgeprägt als beim TRC-Prozess. Nach [103] ist der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang im Zusammenhang mit dem Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Ausdehnung der Zwischenschicht  $x_G(t)$  zu verstehen. Durch die Reduzierung der Oberflächenrauigkeit befindet sich weniger Gas in der Zwischenschicht. Der Anteil des Gases am Wärmeübergang wird dadurch geringer. Gleichzeitig kann die Standardabweichung ansteigen, da für den Ausgleich von Unterschieden im Wärmeübergang innerhalb der Zwischenschicht weniger Gas zur Verfügung steht.



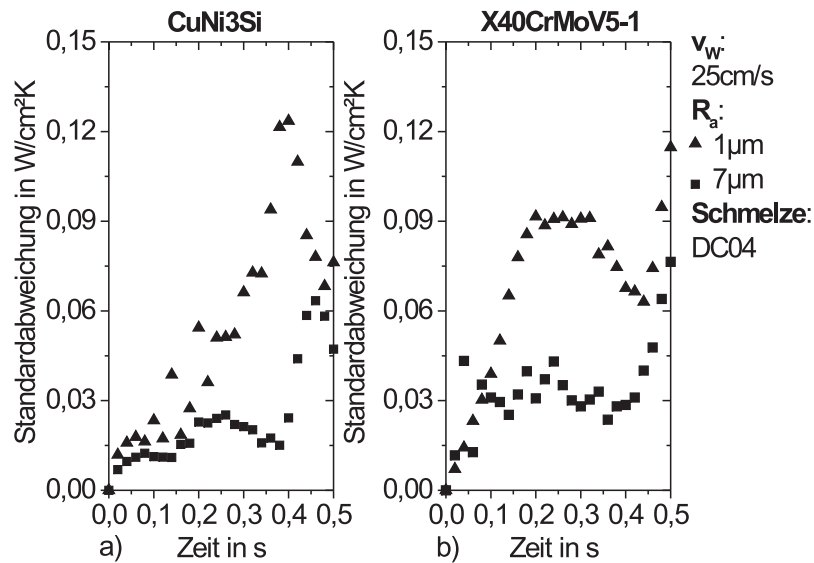


Abbildung 6.26: Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

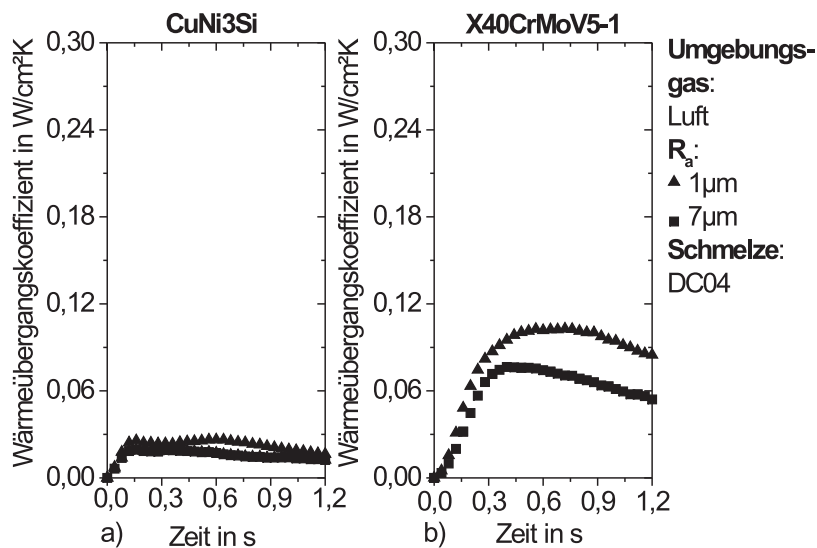


Abbildung 6.27: Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

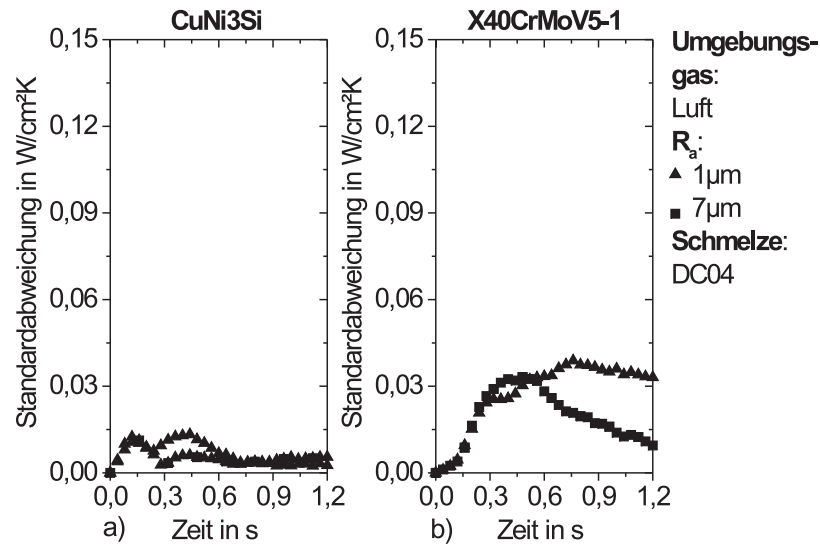


Abbildung 6.28: Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Werkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

### 6.3.4 Einfluss des Umgebungsgases

Den Einfluss, den das Gas in der Zwischenschicht auf den Wärmeübergang ausübt, ist besonders deutlich erkennbar, wenn der Gießversuch anstatt unter Luft mit einem besser wärmeleitenden Umgebungsgas durchgeführt wird. Diese Versuche waren nur beim BC-Prozess möglich.

Abbildung (6.29) und Abbildung (6.30) zeigen  $\alpha_G(t)^{BC}$  als Funktion der Zeit, ermittelt in Gießversuchen unter Luft oder Helium bei einer Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 7 \mu m$  und  $R_a = 1 \mu m$ . Unabhängig von der Oberflächenrauigkeit der Kokillenwände ist zu erkennen, dass  $\alpha_G(t)^{BC}$  unter Helium erkennbar höhere Werte erreicht als unter Luft. Durch die Reduzierung der Oberflächenrauigkeit der Wände wird dieser Effekt verstärkt, da sich der Einfluss von Umgebungsgas und Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang dabei überlagern.

In Abbildung (6.31) und Abbildung (6.32) ist der Einfluss des Umgebungsgases auf die Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{BC}$  beim BC-Verfahren mit unterschiedlich rauen Wandoberflächen dargestellt. Im Vergleich zur Oberflächenrauigkeit wirkt sich der Einfluss von Helium erkennbar stärker auf den Anstieg von  $\alpha_G(t)^{BC}$  aus. In Bezug auf die Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{BC}$  verhält es sich genau umgekehrt. Die Reduzierung der Oberflächenrauigkeit wirkt sich deutlich stärker erhöhend auf die Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{BC}$  aus, als der Austausch von Luft gegen Helium.



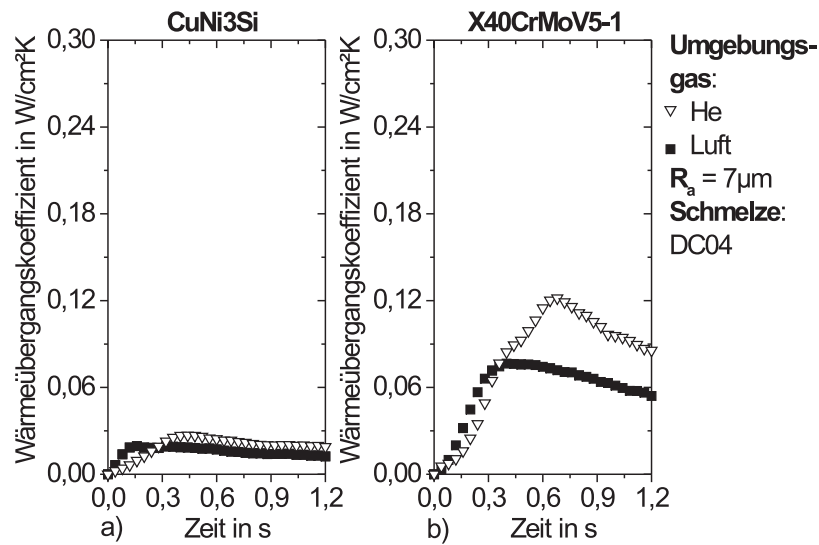


Abbildung 6.29: Einfluss des Umgebungsgases auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 7 \mu\text{m}$ ; Wandwerkstoff a)  $\text{CuNi3Si}$  und b)  $\text{X40CrMoV5-1}$

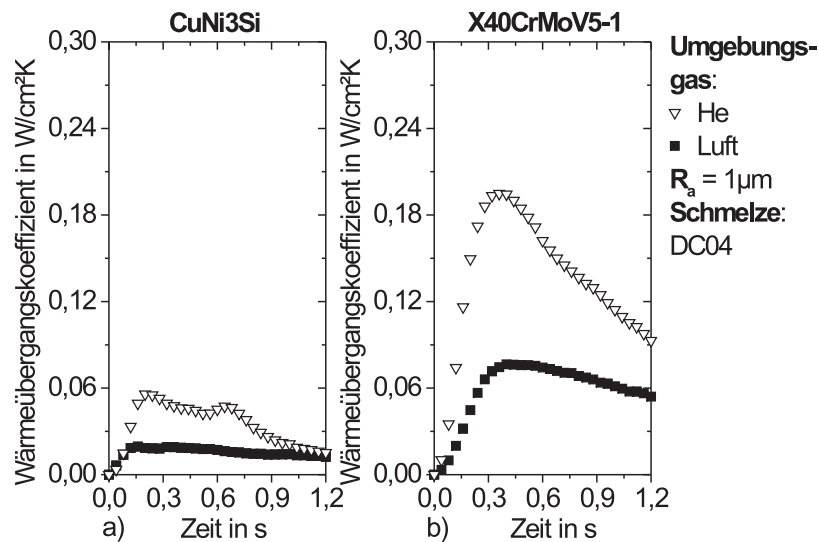


Abbildung 6.30: Einfluss des Umgebungsgases auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 1 \mu\text{m}$ ; Wandwerkstoff a)  $\text{CuNi3Si}$  und b)  $\text{X40CrMoV5-1}$

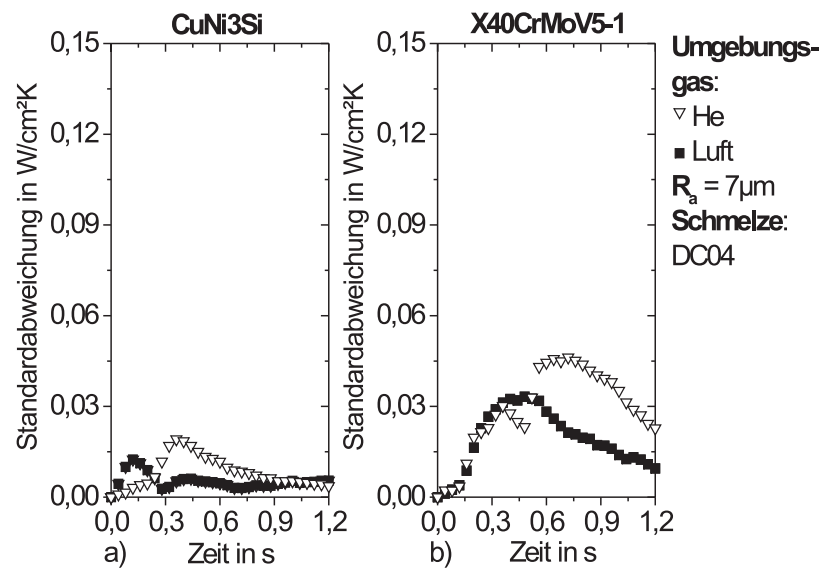


Abbildung 6.31: Einfluss des Umgebungsgases auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 7 \mu\text{m}$ ; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

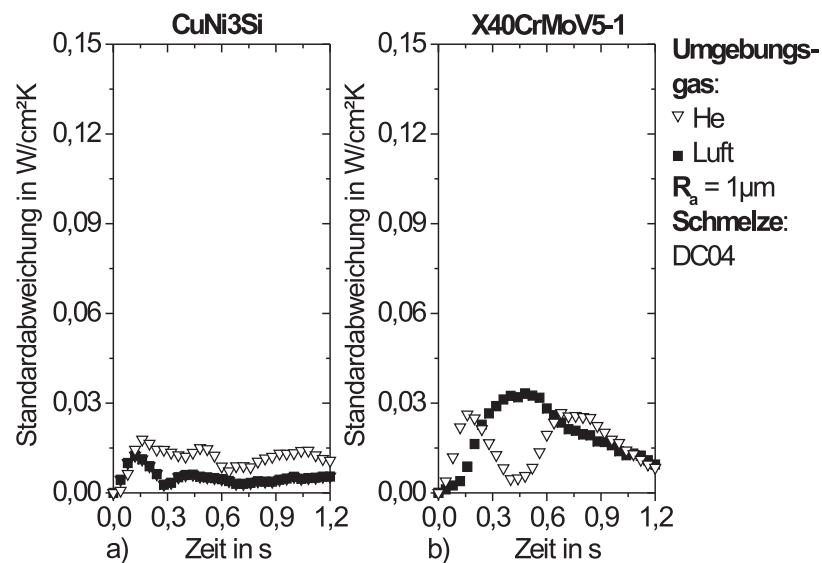


Abbildung 6.32: Einfluss des Umgebungsgases auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 1 \mu\text{m}$ ; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Um den Einfluss von Helium deuten zu können, sind die thermischen Eigenschaften des Gases genauer zu betrachten. Anhand des Wärmeeindringkoeffizienten ist zu erkennen, dass Helium im Vergleich zu Luft in gleichen Zeitabständen etwa doppelt soviel Wärme aufnehmen und transportieren kann, siehe Abbildung (2.5). Dies gilt insbesondere dann, wenn es um den Wärmetransport innerhalb der Zwischenschicht geht. Dieser Unterschied im Vergleich zu den thermischen Eigenschaften der Luft kann eine Erklärung dafür sein, dass die statistischen Schwankungen trotz des höheren Wärmeübergangs deutlich geringer ansteigen als mit glatten Wänden.

In [33] wird der Anstieg von  $\alpha_G(t)$  unter Helium auf die wesentlich bessere Wärmeleitfähigkeit zurückgeführt. Auch wenn man den Anteil der Wärmestrahlung mit berücksichtigt ist der tatsächliche Anstieg von  $\alpha_G(t)^{BC}$  geringer, als die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit dies erwarten ließe. Daher ist zu vermuten, dass der Anstieg nicht allein durch die Wärmeleitfähigkeit des Heliums hervorgerufen wird und weitere Einflussgrößen, wie die Ausdehnung der Zwischenschicht  $x_G$ , für die Deutung mit in Betracht zu ziehen sind.

Die Untersuchungen, über die in [56] berichtet wird, zeigen, dass Helium die Ausdehnung der Zwischenschicht mit beeinflusst. Verantwortlich dafür ist die stärker ausgeprägte Vorauserstarrung der Schmelze im Bereich des Meniskus, die zu erkennbar tieferen Gießrillen führt. Während des Gießprozesses kann dadurch mehr Gas zwischen der erstarrenden Legierung und der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs eingeschlossen werden. Das bedeutet, dass  $\alpha_{Gas}$  durch die höhere Wärmeleitfähigkeit des Heliums größer wird. Insgesamt betrachtet kann daraus aber eine Verminderung von  $\alpha_G(t)$  folgen, weil gleichzeitig  $\zeta_{Gas}$  ansteigt.

Die Durchführung des TRC-Prozesses unter Helium ist aus prozesstechnischer Sicht eine schwierige Aufgabe, die bisher nur unter Laborbedingungen [79] gelungen ist. Die komplette Gießanlage wurde zu diesem Zweck mit einer umfangreichen Einhausung versehen. TRC-Versuche unter Helium mit einem geringen Sauerstoffpartialdruck ergeben nahezu rissfreie und glatte Bandoberflächen. Der Nachweis der Oberflächenqualität erfolgt durch Inspektion der Bandoberfläche. Die Ursache kann bisher nur in Ansätzen erklärt werden. Der positive Einfluss des Heliums lässt sich im Zusammenhang mit der Abgabe von Stickstoff in die Zwischenschicht erklären. Unter Helium nimmt die Schmelze weniger Stickstoff auf. Während der Erstarrung im Pool ist dadurch die Abgabe von Stickstoff in die Zwischenschicht geringer und der Wärmeübergang gleichmäßiger [79].

### 6.3.5 Einfluss des Titangehalts der Schmelze

Eine vergleichbare Oberflächenqualität wie die unter Helium gegossener Bänder lässt sich bisher nur durch Zugabe von Titan ( $C_{Ti} < 0,1 \%$ ) zur Schmelze der Stahlsorte DC04 erzielen. Der positive Einfluss bereits geringer Mengen Titan wird in [15] auf die Affinität des Titans zum Stickstoff und eine verbesserte Benetzung des Kokillenwerkstoffs durch die titanhaltige Schmelze hingewiesen. Die Wirkung von Titan in Bezug auf den Wärmeübergang bleibt dabei ungeklärt. Die Zugabe von Titan führt zu einem Anstieg der Banddicke  $d_B$  um bis zu 26% ( $X40CrMoV5 - 1$ ). Daran zeigt sich, dass Titan, trotz seiner geringen Konzentration, einen Einfluss auf den Wärmeübergang ausübt. Der Einfluss ist direkter anhand des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_G(t)^{TRC}$  erkennbar. In Abbildung (6.33) ist der Einfluss von Titan auf den Wärmeübergangskoeffizienten während des TRC-Prozesses  $\alpha_G(t)^{TRC}$  bei einer Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 7 \mu m$  dargestellt. Die Zugabe von Titan führt mit Gießwalzen aus X40CrMoV5 - 1 zu einem Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$ .

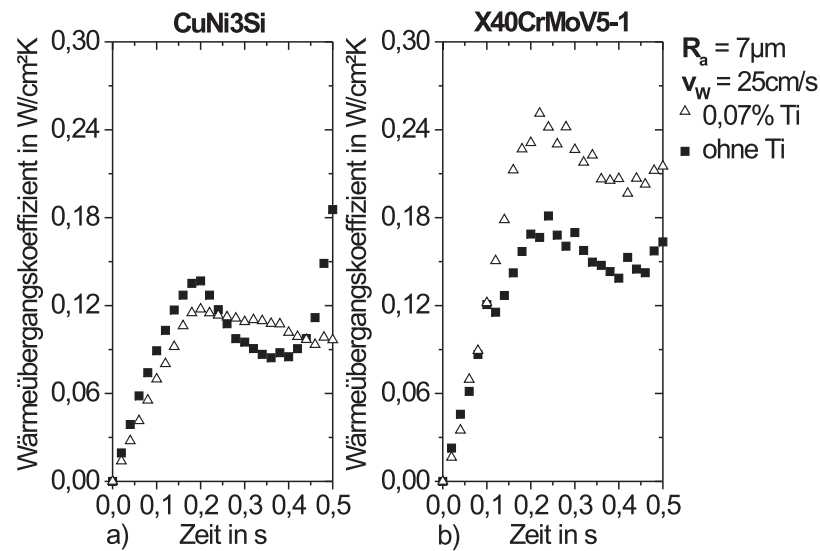


Abbildung 6.33: Einfluss von Titan auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 7 \mu\text{m}$ ; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

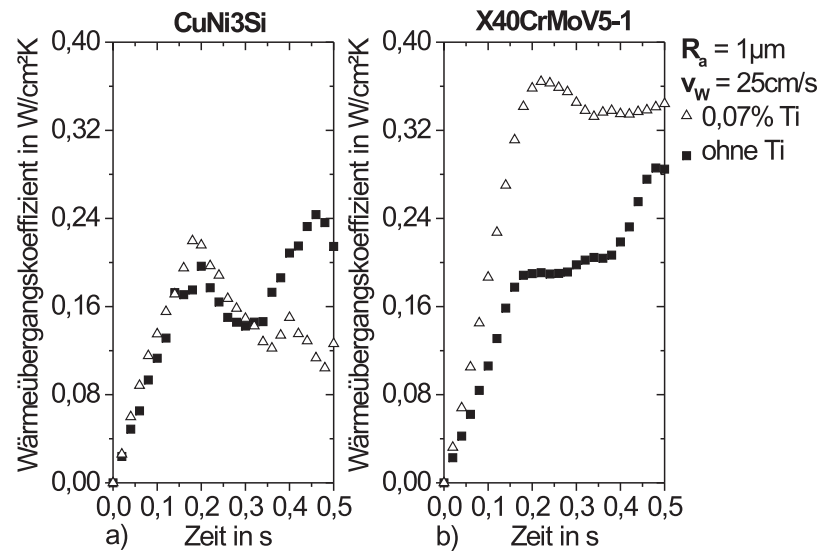


Abbildung 6.34: Einfluss von Titan auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 1 \mu\text{m}$ ; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Wird der gleiche Versuch mit Gießwalzen aus  $CuNi3Si$  durchgeführt, dann verschwindet dieser Effekt. TRC-Versuche mit glatten Gießwalzen lassen demgegenüber erkennen, dass die Wirkung von Titan auf den Wärmeübergang durch die Oberflächenrauigkeit beeinflusst werden kann. Abbildung (6.34) zeigt den Einfluss von Titan auf  $\alpha_G(t)^{TRC}$  bei einer Oberflächenrauigkeit  $R_a = 1 \mu m$ . Im Vergleich mit Abbildung (6.33) ist zu erkennen, dass der Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  durch Zugabe von Titan stärker ausgeprägt ist, wenn die Gießwalze eine geringere Oberflächenrauigkeit besitzt. Besonders deutlich ist dieser Effekt mit Gießwalzen aus  $X40CrMoV5-1$ . Der Anstieg von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  ist bei  $R_a = 1 \mu m$  sogar andeutungsweise mit Gießwalzen aus  $CuNi3Si$  zu erkennen.

Der Einfluss von Titan auf den Wärmeübergang ist beim BC-Prozess nur vergleichsweise schwach erkennbar. In Abbildung (6.35) und Abbildung (6.36) ist der zeitliche Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten während des BC-Prozesses  $\alpha_G(t)^{BC}$  in Abhängigkeit vom Titangehalt der Stahlschmelze dargestellt. Bei der Verwendung von Kokillenwänden mit

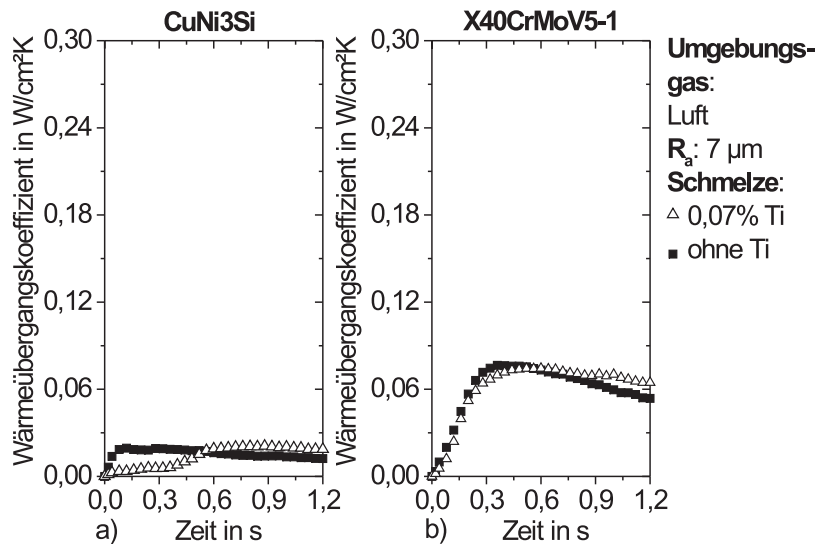


Abbildung 6.35: Einfluss von Titan auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 7 \mu m$ ; Wandwerkstoff a)  $CuNi3Si$  und b)  $X40CrMoV5-1$

einer Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 1 \mu m$  ist durch die Zugabe von Titan nur eine Tendenz von  $\alpha_G(t)^{BC}$  zu höheren Werten hin feststellbar.

Die Wirkung bereits geringer Mengen Titan in der Schmelze auf den Wärmeübergang während der Erstarrung lässt sich im Zusammenhang mit der Affinität des Titans zum Stickstoff deuten. Beim TRC- und BC-Prozess wird die Schmelze durch den Luftkontakt aufgestickt. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtskonstanten für den Dissoziationsprozess des Stickstoffmoleküls in der Schmelze ( $1/2 N_2 \leftrightarrow N_{Schmelze}$ ), ist die erreichbare Stickstoffkonzentration von der Temperatur der Schmelze abhängig [191]. Nach [192] ist die Temperaturabhängigkeit vergleichsweise gering. Bei  $1600^\circ C$  und einem Stickstoffpartialdruck von  $1 bar$  lassen sich etwa  $443 \mu g$  Stickstoff in  $1 g$  Reineisen ( $443 ppm$ ) lösen. Deutlich stärker als die Temperatur der Schmelze, beeinflussen die Art und die Konzentration der Legierungselemente den Stickstoffaktivitätskoeffizienten und

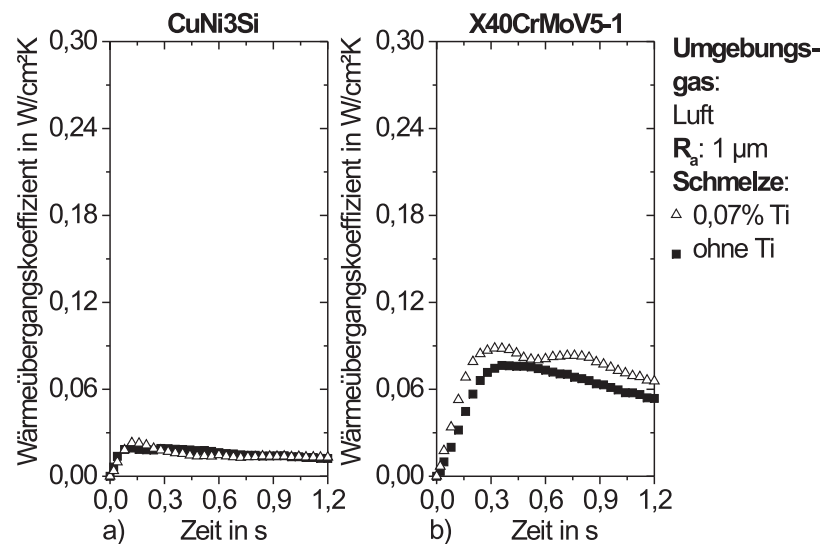


Abbildung 6.36: Einfluss von Titan auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 1 \mu\text{m}$ ; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

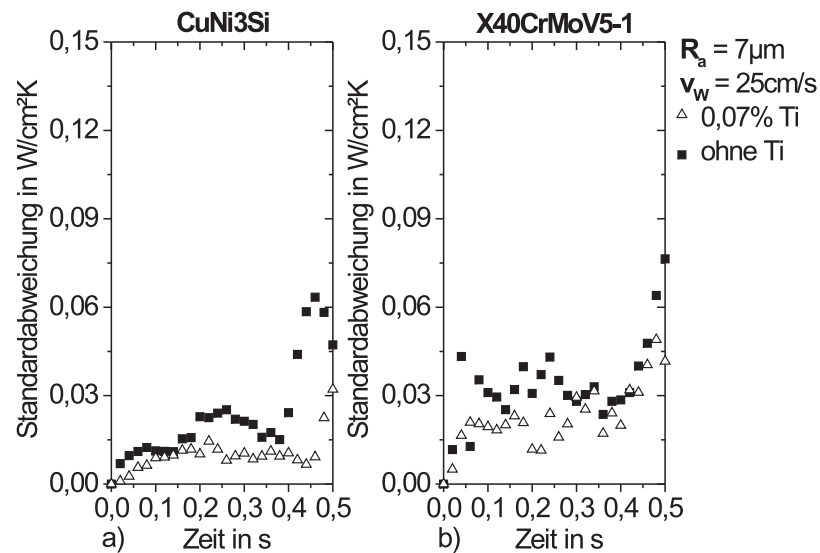


Abbildung 6.37: Einfluss von Titan auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 7 \mu\text{m}$ ; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

begrenzen dadurch die Stickstoffkonzentration in der Schmelze [193]. Nach [194] erhöht Mangan die Stickstofflöslichkeit, Kohlenstoff und Silizium vermindern die Löslichkeit für Stickstoff in der Schmelze. Titan zeigt die Tendenz, mit dem Stickstoff in der Schmelze Nitride  $TiN$  zu bilden [178,195]. Die  $TiN$ -Partikel wirken wie zusätzliche Keimstellen, daher kornfeinend während der Erstarrung der Schmelze und führen zu einer Verschiebung der Nullfestigkeitstemperatur zu höheren Temperaturwerten hin. Heißzugversuche zeigen, dass mit Titan der Anstieg der Festigkeit schon bei höheren Temperaturen beginnt [169]. Eine höhere Festigkeit des Halbschalenmaterials bedeutet in Bezug auf den TRC-Prozess, dass bei der Verformung des Materials im Bereich des Stumpfs, eine größere Kraft der Walzenanstellkraft entgegen wirkt. Es ist daher anzunehmen, dass durch die Rückeilung, die Gießrillen stärker zusammengeschoben werden und die Ausdehnung der Zwischenschicht  $x_G$  vermindert wird. Dadurch ist der Anteil des Gases am Wärmeübergang  $\zeta_{Gas}$  geringer, weil  $A_{Gas}$  reduziert ist, und der Anteil durch den direkten wärmeleitenden Kontakt zwischen erstarrender Legierung und Kokillenwerkstoff  $\zeta_{Metall}$  erhöht, da  $A_{Metall}$  vergrößert wurde.  $\alpha_G$  kann dann schneller ansteigen und höhere Werte erreichen.

Anhand der Standardabweichung ist darüber hinaus erkennbar, dass durch die Zugabe von Titan nicht nur die Höhe sondern auch die Gleichmäßigkeit des Wärmeübergangs beeinflusst werden kann. In Abbildung (6.37) ist der zeitliche Verlauf der Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  in Abhängigkeit vom Titangehalt der Stahlschmelze bei einer Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 7 \mu m$  dargestellt. Abbildung (6.38) zeigt den zeitlichen

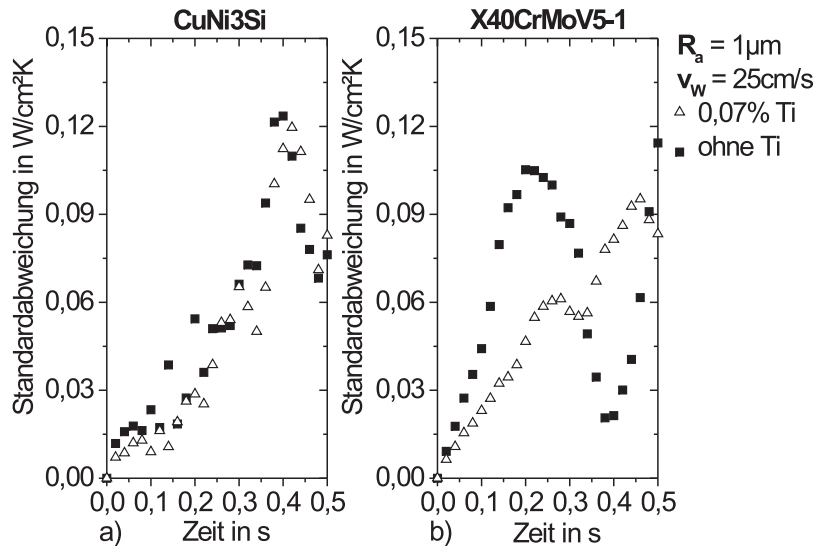


Abbildung 6.38: Einfluss von Titan auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim TRC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 1 \mu m$ ; Walzenwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

Verlauf der Standardabweichung in Abhängigkeit vom Titangehalt bei einer reduzierten Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 1 \mu m$ . Unabhängig vom Walzenwerkstoff und der Oberflächenrauigkeit ist zu erkennen, dass mit Titan entweder ähnlich große Werte oder geringere Werte in Bezug auf die Standardabweichung erreicht werden. In Verbindung mit der Verwendung von Gießwalzen aus X40CrMoV5 – 1 und einer Oberflächenrauigkeit von

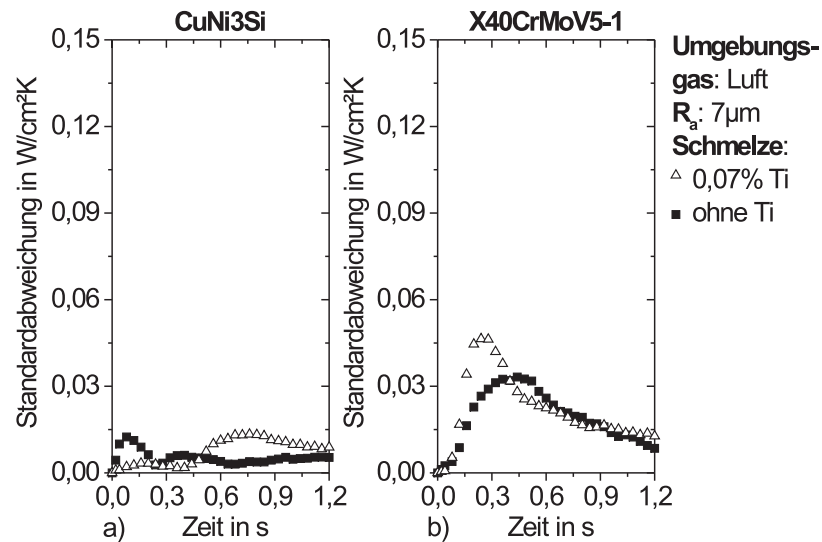


Abbildung 6.39: Einfluss von Titan auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 7 \mu\text{m}$ ; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1

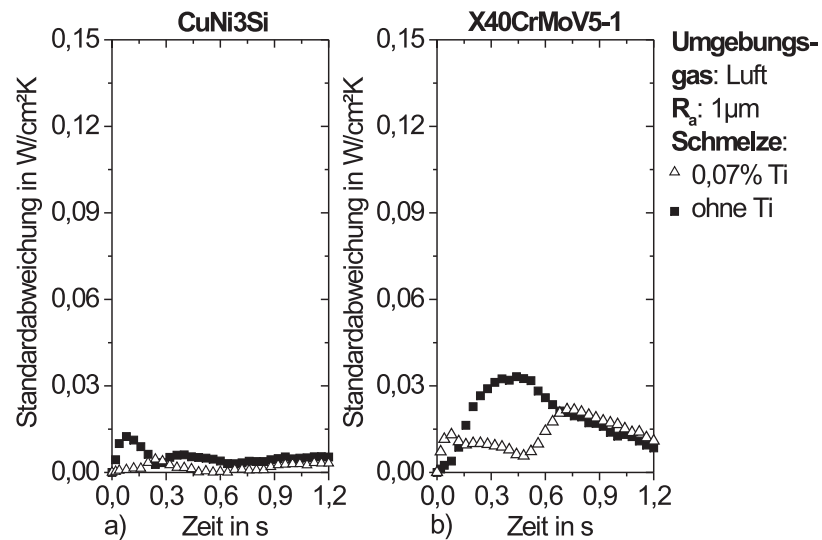


Abbildung 6.40: Einfluss von Titan auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten beim BC-Verfahren; Oberflächenrauigkeit  $R_a = 1 \mu\text{m}$ ; Wandwerkstoff a) CuNi3Si und b) X40CrMoV5 – 1



$R_a = 1 \mu m$  ist die Senkung der Standardabweichung am deutlichsten zu sehen. Im Vergleich zum Einfluss auf die Größe von  $\alpha_G(t)^{TRC}$  ist die Wirkung von Titan auf die Standardabweichung geringer. Dass die Standardabweichung geringer wird, obwohl der Wärmeübergangskoeffizient ansteigt, kann mit der Bildung von  $TiN$  erklärt werden. Dadurch wird vorhandener Stickstoff abgebunden und durch das Löslichkeitsprodukt des  $TiN$  gleichzeitig auch die Stickstofflöslichkeit der Schmelze herabgesetzt [192]. Die Schmelze enthält weniger Stickstoff, der während des Erstarrungsprozesses in den Bereich der Zwischenschicht abgegeben wird und den Wärmeübergang dadurch ungleichmäßiger machen kann. Nach [79] ist die Reduzierung der Stickstoffkonzentration in der Schmelze entscheidend für den Einfluss des Titans auf den Wärmeübergang. Die Wirkung von Titan ist von der Höhe des Wärmeübergangs an sich abhängig. Im Vergleich zum TRC-Prozess ist die Wirkung von Titan auf den Wärmeübergang während des BC-Prozesses deutlich geringer. Abbildung (6.39) zeigt den Einfluss von Titan auf die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten während des BC-Prozesses  $\alpha_G(t)^{BC}$  bei einer Oberflächenrauigkeit der Kokillenwände von  $R_a = 7 \mu m$ . In Abbildung (6.40) ist der zeitliche Verlauf der Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{BC}$  in Abhängigkeit vom Titangehalt für eine Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 1 \mu m$  dargestellt. Ein Einfluss von Titan auf die Größe von  $\alpha_G(t)^{BC}$  ist nur mit Kokillenwänden aus  $X40CrMoV5-1$  und einer Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 1 \mu m$  andeutungsweise erkennbar. Die Wirkung von Titan auf die Standardabweichung von  $\alpha_G(t)^{BC}$  ist unabhängig von der Oberflächenrauigkeit nicht feststellbar.

## 6.4 Wärmeübergang und Erstarrungsprozess

Der Wärmeübergang hat eine zentrale Bedeutung für den Erstarrungsprozess [14]. TRC-Versuche unter Helium [79] und die Wirkung geringer Mengen Titan auf die Vergießbarkeit von Tiefziehstählen beim TRC-Prozess [196] zeigen, dass die Wärmemenge und die Gleichmäßigkeit, mit der die Wärme abgeführt wird, entscheidend für die Innen- und Oberflächenqualität des gegossenen Bandes ist. Für die Morphologie des Erstarrungsgefüges (oft auch als Primärgefüge bezeichnet) sind die Abkühlgeschwindigkeit  $dT_S/dt$ , die Wachstumsgeschwindigkeit  $dx_S/dt$  und der Temperaturgradient  $dT_S/dx$  an der Phasengrenze entscheidend [40].  $dT_S/dt$  kann nach Gleichung (5.29),  $dx_S/dt$  nach Gleichung (5.28) und  $dT_S/dx$  nach Gleichung (5.30) berechnet werden.

### 6.4.1 Einfluss auf das Primärgefüge

Die zu erwartende Größenordnung von  $dT_S/dt$  lässt sich anhand der Temperatur der Schmelze  $T_{Schmelze} \approx 1535^\circ C$ , der Temperatur der Bandoberfläche  $T_{Band} \approx 1300^\circ C$  [79] und der Berührzeit  $t_I \approx 0,5 s$  zu rund  $470 K/s$  abschätzen. In [12] wird für TRC-Versuche mit  $Fe3\%Si$  in Bezug auf  $dT_S/dt^{TRC}$  ein Wert von  $10^3 K/s$  angegeben. Die Ergebnisse eigener Berechnungen liefern für  $dT_S/dt^{TRC}$  Werte im Bereich des Pools von maximal  $438 K/s$ . Während des BC-Verfahrens erreicht  $dT_S/dt^{BC}$  im Vergleich dazu deutlich geringere Werte. Die Werte beim BC-Verfahren liegen in der Größenordnung von maximal  $183 K/s$ .

Der Wärmeübergang während des TRC-Prozesses führt dazu, dass die Phasengrenze mit vergleichsweise hoher Geschwindigkeit  $dx_S/dt$  entgegengesetzt zur Richtung des Wärmeflusses in die Schmelze hineinwächst.  $dx_S/dt$  erreicht während des TRC-Prozesses Werte

von maximal  $0,30 \text{ cm/s}$ . Beim BC-Prozess nimmt  $dx_S/dt$  Höchstwerte von  $0,19 \text{ cm/s}$  an. Zusammen mit  $dT_S/dt$  folgt aus  $dx_S/dt$  der Temperaturgradient  $dT_S/dx$ . Dieser erreicht während des TRC-Prozesses bis zu  $1460 \text{ K/cm}$ . Während des BC-Prozesses liegt der Maximalwert von  $dT_S/dx$  bei  $963 \text{ K/cm}$ . Abbildung (6.41a) zeigt  $dT_S/dt^{TRC}$ , Abbildung (6.41b)  $dx_S/dt^{TRC}$  und Abbildung (6.41c)  $dT_S/dx^{TRC}$  in Abhängigkeit von der Zeit. Man erkennt, dass der zeitliche Verlauf aller drei Parameter ähnlich dem zeitlichen Verlauf von  $\alpha_G^{TRC}$  ist. Das bedeutet, dass der Wärmeübergang in der Zwischenschicht den zeitlichen Verlauf der genannten Parameter steuert. Der prozessübergreifende Einfluss von  $\alpha_G$  auf  $dT_S/dt$ ,  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  ist besonders deutlich anhand der jeweiligen Maximalwerte erkennbar, die  $\alpha_G$  und die angeführten Parameter im Sumpf während des TRC-Prozesses und zu Beginn des BC-Prozesses erreichen. In Abbildung (6.42) sind die Maximalwerte von  $\alpha_G$  und die der erstarrungsrelevanten Parameter graphisch einander gegenüber gestellt.  $dT_S/dt$ ,  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  steigen mit  $\alpha_G$  an. Der Werteverlauf von  $dT_S/dt$  und  $dx_S/dt$  kann mit Werten aus der Literatur [109,197] gestützt werden.

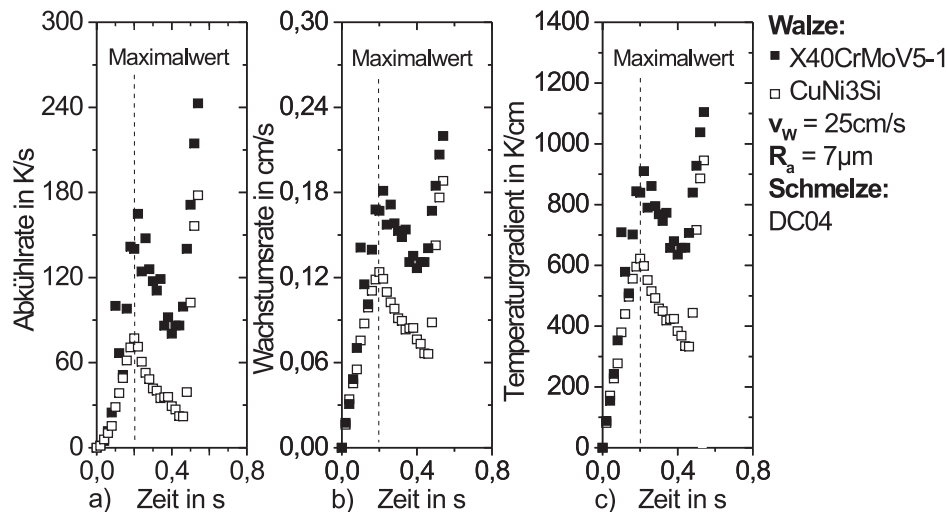


Abbildung 6.41: Zeitlicher Verlauf der a) Abkühlrate, b) der Wachstumsrate und c) des Temperaturgradienten an der Erstarrungsfront während des TRC-Prozesses unter Standardbedingungen mit Maximalwert im Bereich des Sumpfes

## 6.4.2 Einfluss auf das Sekundärgefüge

Der Einfluss des Wärmeübergangs auf den Erstarrungsprozess lässt vermuten, dass dieser Einfluss nicht nur in der Morphologie des Primärgefüges wiederzufinden ist, sondern sich auch in der Morphologie jenes Gefüges abbildet, das durch Phasenumwandlung, Umformung und Kornneubildung [12] aus dem Primärgefüge hervorgegangen ist (Sekundärgefüge).

Um das Sekundärgefüge in der Nähe des informationgebenden Thermoelementes zu entnehmen, wurde wie folgt verfahren: Der Aufnahmebolzen für das Thermoelement in der

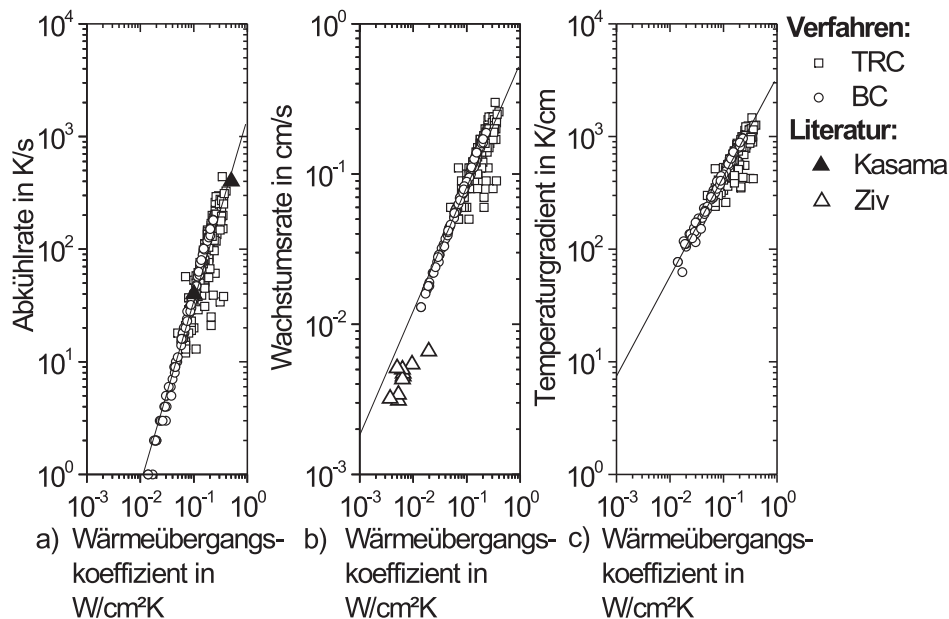


Abbildung 6.42: Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten auf die Größe a) der Abkühlrate, b) der Wachstumsrate und c) des Temperaturgradienten an der Erstarrungsfront; Auswertung auf der Grundlage von Maximalwerten, die während des TRC-Prozesses im Bereich des Sumpfes und während des BC-Prozesses erreicht werden; Literaturwerte zur Abkühlrate aus [109] und Wachstumsrate aus [197]

Walze hinterlässt einen ringförmigen Eindruck in der Oberfläche des gegossenen Bandes, da der Bolzen zur Mantelfläche der Gießwalzen hin geringfügig verjüngt ist. Dadurch können die Ergebnisse metallographischer Untersuchungen des Bandgefüges relativ genau mit den Auswertungen der Temperaturmessungen in Verbindung gebracht werden. Abbildung (6.43) zeigt schematisch den Ringeindruck und die Lage der metallographisch präparierten Proben im gegossenen Band. In Abbildung (6.44) ist das Gefüge der Bänder

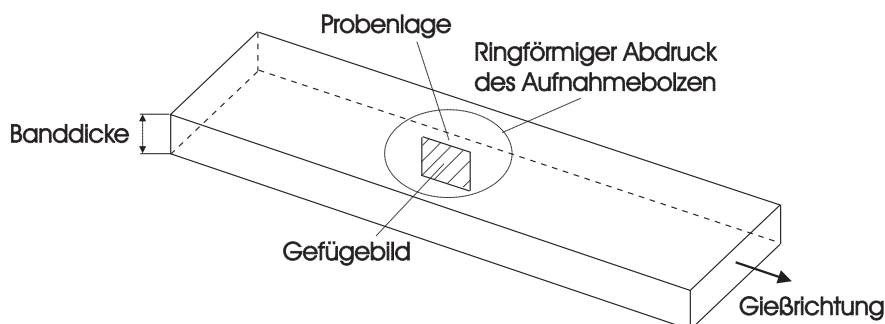


Abbildung 6.43: Schematische Darstellung der Lage der metallographisch präparierten Probe im gegossenen Band

aus der Stahlsorte DC04 im Schliffbild wiedergegeben. Man erkennt in den Bildern das ty-

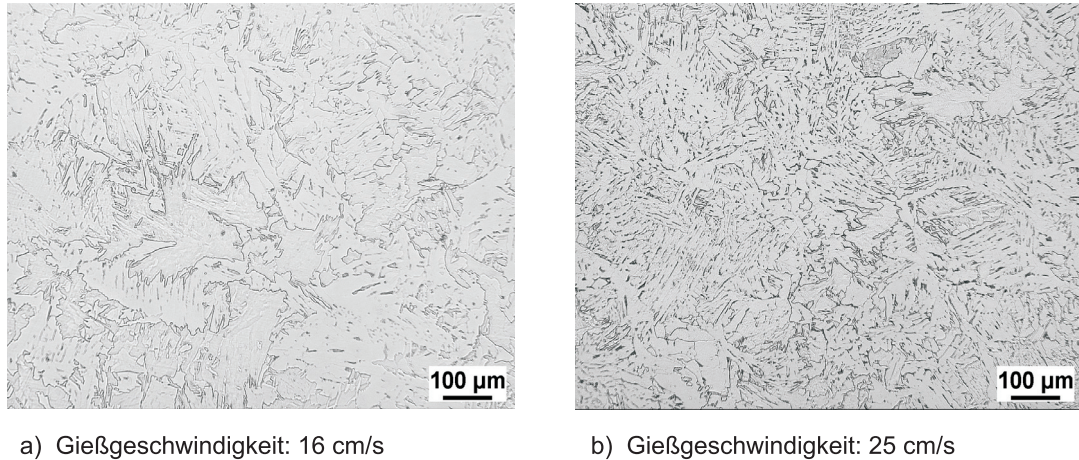


Abbildung 6.44: Einfluss der Gießgeschwindigkeit auf die Morphologie des Bandgefüges der Stahlsorte DC04; Ätzung: alkoholische Prikinsäure +  $HNO_3$ ; Walzenwerkstoff: CuNi3Si; Oberflächenrauigkeit: 7µm; Lichtmikroskop

pische Gefüge eines unlegierten kohlenstoffarmen Stahls, das im Wesentlichen aus  $\alpha$ -Ferrit besteht. Die nadelartige Struktur des  $\alpha$ -Ferrits zeigt, dass die Abkühlung nicht unter Gleichgewichtsbedingungen stattgefunden hat. Verantwortlich dafür ist die relativ hohe Abkühlrate während der Ausscheidung von voreutektoidem Ferrit aus dem Austenit [94]. Der  $\alpha$ -Ferrit wächst von den Korngrenzen des Austenits aus in das Austenitkorn hinein (Widmanstätten-Ferrit). Dadurch reichert sich der noch nicht umgewandelte Austenit mit Kohlenstoff an und zerfällt eutektoid in  $\alpha$ -Ferrit und Perlit. Die Umwandlung findet an den Korngrenzen des Austenits und den Grenzflächen zwischen voreutektoidem  $\alpha$ -Ferrit und Austenit statt. Abbildung (6.45) zeigt vergrößerte Aufnahmen des Perlits im Band- und im Blockgefüge, die mit Hilfe des Rasterelektronenmikroskops aufgenommen wurden. Gut erkennbar ist die streifige Struktur des Perlits, der aus Ferrit- und Zementitlamellen

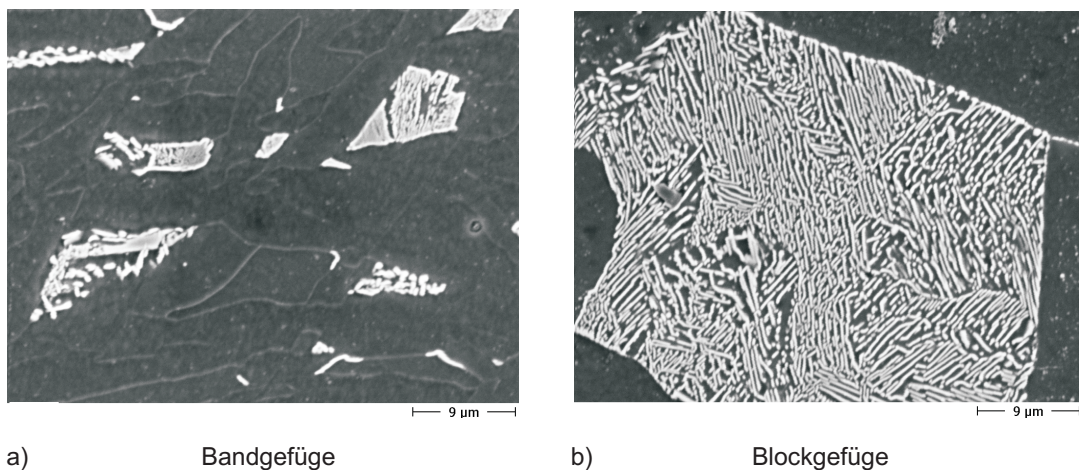


Abbildung 6.45: Perlitausscheidungen a) im Bandgefüge und b) im Blockgefüge aus DC04; Ätzung: alkoholische Prikinsäure +  $HNO_3$ ; Rasterelektronenmikroskop

besteht. Im Bandgefüge ist ein vergleichsweise geringer Lamellenabstand und eine hohe



Anzahl von Perlit-Kolonien festzustellen, siehe Abbildung (6.45a). Daran ist zu erkennen, dass die Perlitumwandlung bei geringer Bildungstemperatur stattgefunden hat und die Kolonien mit hoher Geschwindigkeit gewachsen sind [178,198].

Das Blockgefüge hat sich nach Ende des BC-Prozesses während der Abkühlung des Blocks in der Steigkokille gebildet. Abbildung (6.46) zeigt schematisch die Lage der metallographisch präparierten Blockproben.

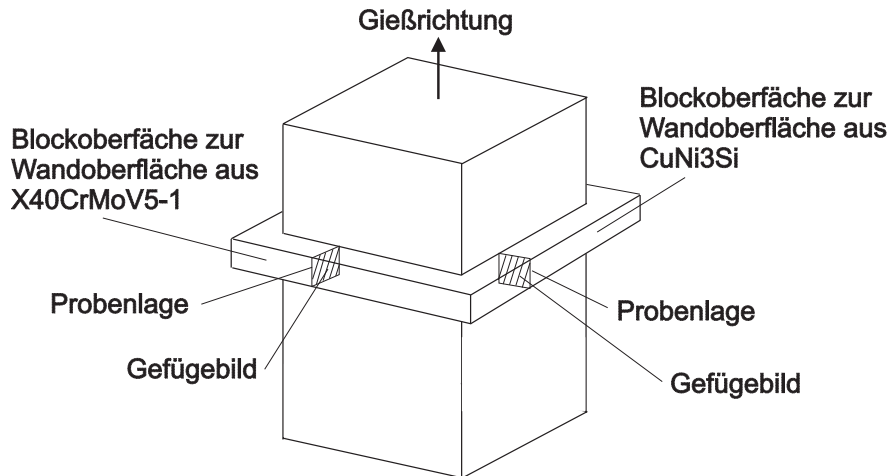
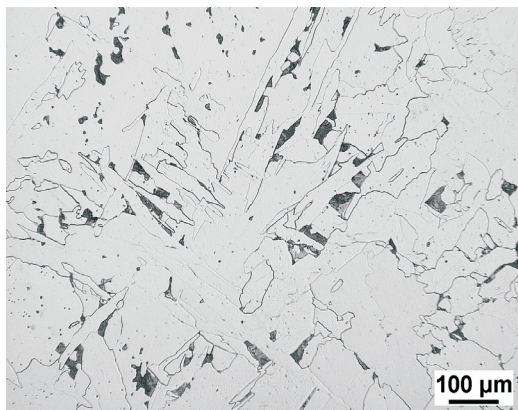
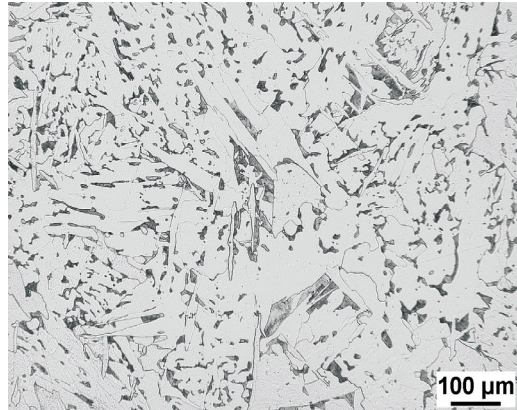


Abbildung 6.46: Schematische Darstellung der Lage der metallographisch präparierten Proben im gegossenen Block

In Abbildung (6.47) ist die Morphologie des Blockgefüges der Stahlsorte DC04 unter lichtmikroskopischer Betrachtung erkennbar. Im Vergleich der Teilbilder (6.47a) und (6.47b) ist der Einfluss des Umgebungsgases, und damit des Wärmeübergangs, auf das Blockgefüge zu erkennen. Unter Luft besitzt der  $\alpha$ -Ferrit überwiegend eine polygonale Form; die strei-



a) Umgebungsgas: Luft



b) Umgebungsgas: Helium

Abbildung 6.47: Einfluss des Umgebungsgases auf die Morphologie des Blockgefüges der Stahlsorte DC04; Ätzung: alkoholische Prikinsäure +  $HNO_3$ ; Wandwerkstoff: CuNi3Si; Oberflächenrauigkeit:  $7\mu m$ ; Lichtmikroskop

fige Form des Perlits ist deutlich schon bei lichtmikroskopischer Vergrößerung zu erkennen,

siehe Abbildung (6.47a). Die Anzahl der Perlit-Kolonien ist geringer als im Bandgefüge, da die Abkühlung des Blocks in der Kokille langsamer erfolgt als die der Bänder außerhalb der Gießwalzen. Unter Helium geht die polygonale Form in eine mehr nadelartige Form des Ferrits über, siehe Abbildung (6.47b).

Die Entstehung des Sekundärgefüges kann wie folgt erklärt werden: Das Primärgefüge der Stahlsorte DC04 besitzt eine dendritisch gerichtete Morphologie. Charakteristisch für diese Morphologie ist der Sekundärdendritenarmabstand  $\lambda_2$ , der umso größer ist, je mehr Zeit für das Durchlaufen des Erstarrungsintervalls  $T_{Liq} - T_{Solid}$  (Erstarrungszeit), und damit für die Bildung und das Wachstum von Kristallisationskeimen, zur Verfügung steht [199].  $\alpha_G(t)$  begrenzt die Größe von  $dT_S/dt$  und dadurch indirekt die Erstarrungszeit. Der Wärmeübergang beeinflusst über die Erstarrungszeit die Bildung des Primärgefüges. Bei einem geringen Wärmeübergang entstehen wenige Keime, denen vergleichsweise viel Zeit zum Wachsen zur Verfügung steht. Dadurch kann der Sekundärdendritenarmabstand  $\lambda_2$  höhere Werte annehmen; das Primärgefüge ist grobkörniger. Im umgekehrten Fall ist die Keimzahl höher und die Wachstumszeit geringer; das Primärgefüge erstarrt feinkörniger. Beide Situationen lassen sich sowohl durch verschiedene Gießgeschwindigkeiten während des TRC-Prozesses, als auch mit unterschiedlichen Umgebungsgasen während des BC-Prozesses abbilden. In Tabelle (6.1) werden Maximalwerte von  $dT_S/dt$ ,  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$

$v_W$ [cm/s]	$dT_S/dt$ [K/s]	$dx_S/dt$ [cm/s]	$dT_S/dx$ [K/cm]
25	71	0,12	597
16	27	0,07	367

Tabelle 6.1: *Einfluss der Gießgeschwindigkeit  $v_W$  auf die Abkühlrate  $dT_S/dt$ , Wachstumsrate  $dx_S/dt$  und den Temperaturgradienten  $dT_S/dx$  an der Erstarrungsfront während des TRC-Prozesses; Walzenwerkstoff CuNi3Si*

in Abhängigkeit von der Gießgeschwindigkeit gezeigt, die während des TRC-Prozesses im Sumpf erreicht werden. Man erkennt, dass sowohl  $dT_S/dt$  als auch  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  mit der Gießgeschwindigkeit ansteigen. Verantwortlich dafür ist der Einfluss des Wärmeübergangs. Beim TRC-Prozess können mit steigender Gießgeschwindigkeit höhere Werte für  $\alpha_G$  und dadurch auch für  $dT_S/dt$ ,  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  erreicht werden. Dies führt dazu, dass das Primärgefüge feinkörniger wird als beim BC-Prozess und liefert die Voraussetzung dafür, dass der Widmanstätten-Ferrit sehr feinnadelig und die Anzahl Perlit-Kolonien im Sekundärgefüge größer ist, vergleiche Abbildung (6.47a) und (6.44a). In Tabelle (6.2) werden die Maximalwerte von  $dT_S/dt$ ,  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  einander gegenübergestellt, die unter Luft und unter Helium während des BC-Prozesses erzielt wurden. Anhand der Zahlenwerte ist zu erkennen, dass  $dT_S/dt$ ,  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  durch den Austausch von Luft gegen Helium ansteigen. Dieser Befund kann mit dem Anstieg des Wärmeübergangs unter Helium erklärt werden. Dadurch kann das dendritische Primärgefüge fein verästelt erstarren und ermöglicht die Bildung eines feinkörnigeren Austenits und Widmanstätten-Ferrits. Für die Bildung des Perlits stehen mehr Korngrenzen zur Verfügung. Entsprechend höher ist die Anzahl der Perlitkolonien, siehe Abbildung (6.47b).

Ausgehend von den betrachteten Band- und Blockgefügen lässt sich zwischen der Feinkörnigkeit und dem Wärmeübergang ein qualitativer Zusammenhang erkennen. Dieser ist

Gas	$dT_s/dt$ [K/s]	$dx_S/dt$ [cm/s]	$dT_s/dx$ [K/cm]
He	14	0,05	268
Luft	2	0,02	100

Tabelle 6.2: Einfluss des Umgebungsgases auf die Abkühlrate  $dT_s/dt$ , Wachstumsrate  $dx_S/dt$  und den Temperaturgradienten  $dT_s/dx$  an der Erstarrungsfront während des BC-Prozesses; Wandwerkstoff CuNi3Si

in [40] anhand von einphasigen Aluminiumlegierungen untersucht worden. Die Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse erfolgt in [40] in der graphischen Gegenüberstellung von  $dx_S/dt$  und  $dT_s/dx$ . Das Diagramm wird durch schematische Darstellungen des Gefüges ergänzt (dendritisches Gefüge, globulitisches Gefüge etc.). In Abbildung (6.48) ist dieses Diagramm aus [40] wiedergegeben. Man erkennt darin in Bezug auf den Bereich

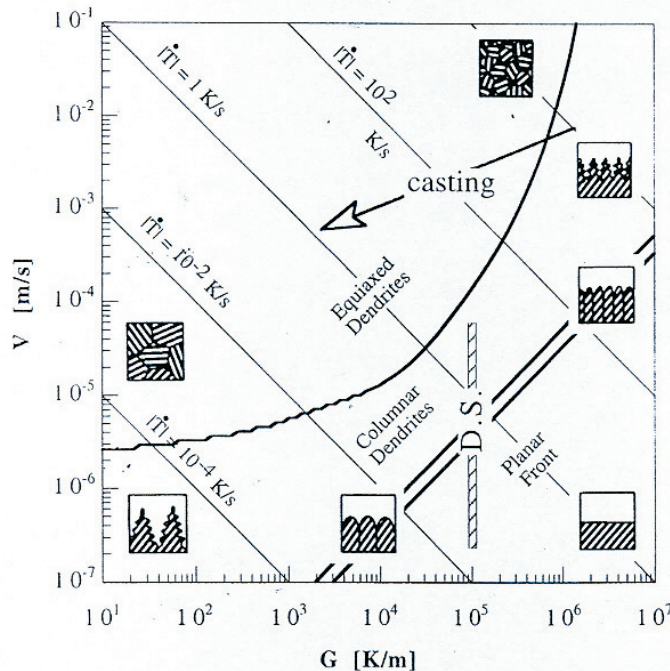


Abbildung 6.48: Darstellung von  $dx_S/dt$  (in der Abbildung mit  $V$  bezeichnet) in Abhängigkeit von  $dT_s/dx$  (in der Abbildung mit  $G$  bezeichnet) und des Gefüges (schematisch) nach [40]

der gerichteten dendritischen Erstarrung, dass das Gefüge feinkörniger wird, wenn  $dx_S/dt$  und  $dT_s/dx$  zu höheren Werten hin tendieren. Diese Tendenz wird auch im Zusammenhang mit dem Sekundärgefüge der Stahlsorte DC04 sichtbar. Besonders deutlich ist dies zu erkennen, wenn man die in den Tabellen (6.1) und (6.2) genannten Werte für  $dx_S/dt$  und  $dT_s/dx$  graphisch darstellt, wie in dies in Abbildung (6.49) erfolgt ist.

Neben dem Wärmeübergang besteht die Möglichkeit, die Morphologie des Gefüges über

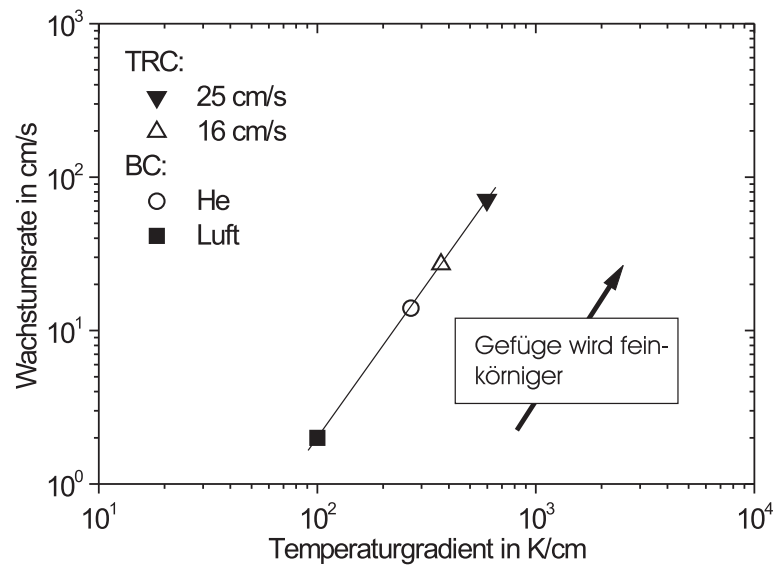


Abbildung 6.49: Einfluss des Wärmeübergangs auf die Morphologie des Raumtemperaturgefüges des DC04; Walzen- und Wandwerkstoff CuNi3Si

das Mikrolegieren der Stahlsorte DC04 mit Titan zu beeinflussen und darüber hinaus eine hervorragende Oberflächenqualität zu erzielen. Abbildung (6.50) zeigt das Gefüge der Stahlsorte DC04, das sich durch Mikrolegieren im Band und im Block ergibt. Der Fer-

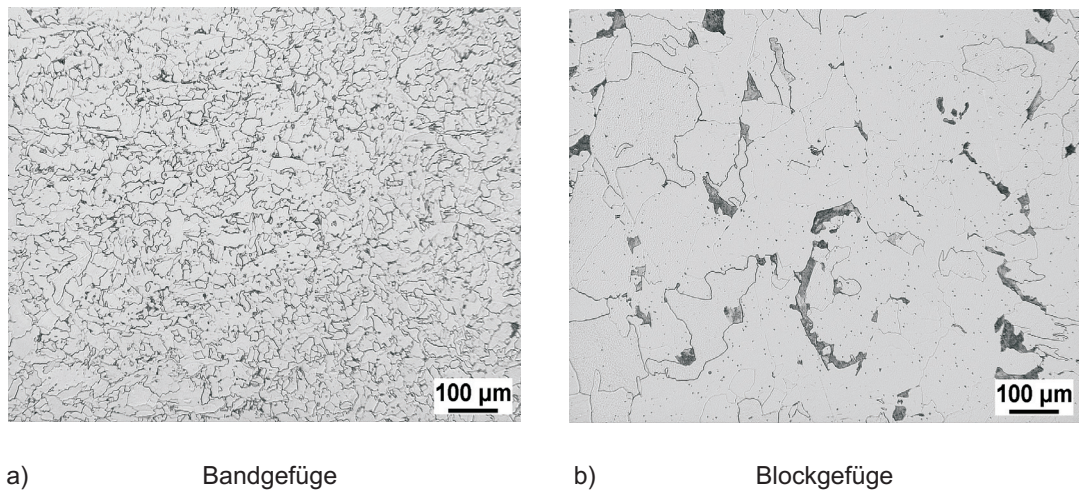


Abbildung 6.50: a) Bandgefüge und b) Blockgefüge aus DC04 mikrolegiert mit 0,07 % Titan; Ätzung: alkoholische Prikinsäure +  $HNO_3$ ; Walzen- oder Wandwerkstoff: CuNi3Si; Oberflächenrauigkeit:  $7\mu m$ ; Lichtmikroskop

rit im Bandgefüge ist erkennbar feinkörniger als im Blockgefüge. Verantwortlich dafür ist nicht der Wärmeübergang sondern die Bildung von  $TiN$ -Ausscheidungen während der Erstarrung in den interdendritischen Bereichen an Tonerdepartikeln ( $Al_2O_3$ ) [200]. Diese



Ausscheidungen wirken wie zusätzliche Keimstellen [201] und ergeben die dendritisch globulitische Kornform des  $\delta$ -Ferrits während der Erstarrung. Der daraus entstehende Austenit ist feinkörniger und ermöglicht die Bildung eines polygonalen  $\alpha$ -Ferrits, der im Sekundärgefüge zu erkennen ist. Bemerkenswert ist hier die Abhängigkeit der Titan-Wirkung vom Gießverfahren. Die kornfeinende Wirkung ist beim TRC-Verfahren viel deutlicher zu erkennen als beim BC-Verfahren, vergleiche Abbildung (6.50a) und (6.50b). Verantwortlich dafür könnte der unterschiedliche Stickstoffgehalt beim TRC- und BC-Prozess sein. Beim konventionellen Gießprozess versucht man das Verhältnis von Titan zu Stickstoff unterstöchiometrisch einzustellen ( $C_{Ti}/C_N < 3,4$ ). Bei den durchgeführten Gießversuchen wurde ein Wert von  $C_{Ti}/C_N \approx 4,4$  (TRC-Prozess) bis  $C_{Ti}/C_N \approx 6,4$  (BC-Prozess) erreicht. Ein überstöchiometrisch hoher Titangehalt kann dazu führen, dass sich entweder wenige große  $TiN$  Ausscheidungen oder zahlreiche kleinere  $TiN$  Ausscheidungen bilden, die sich dann zu größeren Partikeln verbinden. Die Zeit, die dafür zur Verfügung steht, hängt von der Geschwindigkeit ab, mit der die erstarrende Legierung abkühlt. Beim BC-Prozess steht dafür während der Erstarrung mehr Zeit als beim TRC-Prozess zur Verfügung. Die Anzahl der Keimbildungsstellen ist dadurch geringer und der Kornfeinungseffekt reduziert. Beim TRC-Prozess scheint dieser Effekt nicht einzutreten, weil aufgrund der höheren Werte von  $dT_S/dt$  die  $TiN$ -Ausscheidungen weniger Zeit zum Wachsen oder Vergrößern haben. Die Unterschiede zwischen Band- und Blockgefüge können aus diesem Grund dahingehend verstanden werden, dass nicht nur das stöchiometrische Verhältnis, sondern auch die Größe von  $dT_S/dt$  während der Erstarrung für den Kornfeinungseffekt des Titans wichtig ist. In gegossenen Bändern sind die  $TiN$  Ausscheidungen so klein, dass sie selbst im Elektronenmikroskop nur in Ausnahmefällen zu erkennen waren. In [79] wurde der Einfluss von Titan und Helium auf die Oberflächenqualität des gegossenen Bandes beim TRC-Verfahren untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass die Bandoberflächen eine hohe Gleichmäßigkeit aufweisen, wenn die Stahlsorte DC04 mit Titan mikrolegiert oder der TRC-Prozess unter Helium durchgeführt wird. Dieser Befund wird in [79] damit begründet, dass sowohl die Zugabe von Titan als auch der Austausch von Luft gegen Helium die Gleichmäßigkeit des Wärmeübergangs während der Primärerstarrung erhöhen. Unterschiede sind im Vergleich der Gefüge zu erkennen. Das Gefüge, das unter Helium erstarrt ist, setzt sich aus stärker nadelartig ausgeprägtem Ferrit zusammen, siehe Abbildung (6.47).



## 7 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Wärmeübergang während des Zweiwalzen-Gießprozesses auf experimentellem Wege untersucht.

Die Voraussetzung dazu lieferte die Erweiterung der bestehenden Zweiwalzen-Gießanlage vom Bessemer-Typ, um die Möglichkeit der Temperaturmessung in den Gießwalzen. Als Versuchslegierung wurde die Stahlsorte *DC04* eingesetzt. Die Durchführung der Bandgießversuche erfolgten in Abhängigkeit von der Gießgeschwindigkeit ( $16\text{ cm/s}$  oder  $25\text{ cm/s}$ ), der Oberflächenrauigkeit ( $1\text{ }\mu\text{m}$  oder  $7\text{ }\mu\text{m}$ ) und des Werkstoffs der Gießwalzen (*CuNi3Si* oder *X40CrMoV5 – 1*). Zudem ist der Einfluss von Titan ( $C_{Ti} = 0,07\text{ }\%$ ) als Mikrolegierungselement auf den Wärmeübergang bestimmt worden. Die Bandgießversuche wurden durch Steiggießversuche mit einer Gießgeschwindigkeit von  $1\text{ cm/s}$  ergänzt. Für deren Durchführung ist eine Steigkokille entworfen, aufgebaut und im Kessel eines Vakuuminduktionsofens in Betrieb genommen worden. Im Mittelpunkt der Untersuchungen stand dabei die Wirkung von Helium auf den Wärmeübergang während des Steiggießprozesses. Darüber hinaus wurde der Einfluss der Oberflächenrauigkeit und des Werkstoffs der Kokillenwände auf den Wärmeübergang im Vergleich zum Zweiwalzen-Gießprozess betrachtet. Die Untersuchung des Wärmeübergangs erfolgte indirekt anhand der gemessenen Temperatur innerhalb des Walzen- oder Kokillenwerkstoffs. Im Vergleich zur Auswertung der Temperaturdifferenz zwischen zwei lokal verschiedenen Meßpunkten im Walzenwerkstoff, wie in [5], stellt die Temperaturmessung an einem einzigen Ort eine Vereinfachung des Messverfahrens und Verringerung des Messaufwands mit Thermoelementen dar.  $\alpha_G$  wurde, unter Annahme eindimensionaler Wärmeleitung, mit Hilfe eines analytischen Verfahrens aus der gemessenen Temperatur des Walzenwerkstoffs berechnet.

Anhand der *Nu*-Zahl zeigt sich, dass beim TRC-Verfahren der Wärmeübergang unter Newtonschen Bedingungen erfolgt. Verantwortlich dafür ist die Vorauserstarrung der Schmelze an der Pooloberfläche längs des gekrümmten Meniskus, die zur Ausbildung von Gießrillen während des TRC-Prozesses führt. Entgegen der Annahme in [147] kommt die Oberfläche der Gießwalze im Bereich des Meniskus nicht mit Schmelze sondern mit einer rillig geformten Oberfläche der erstarrenden Legierung in Kontakt. Dadurch entsteht eine Zone, die aufgrund ihrer Ausdehnung dem Wärmeübergang während des Gießprozesses einen vergleichsweise hohen Widerstand entgegensetzt. Der zeitliche Verlauf des Wärmeübergangs wird im Wesentlichen durch den Wärmewiderstand der Zwischenschicht  $R_G$  gesteuert und durch den Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_G$  charakterisiert. Im Gegensatz zu [12] und in Übereinstimmung zu [5] ist anhand der Berechnungsergebnisse zu erkennen, dass  $\alpha_G$  weder zeitlich noch örtlich während des TRC-Prozesses konstant ist.

Abweichend zum Wärmeübergang unter idealen Bedingungen steigt  $\alpha_G(t)$  zunächst an. Dieser Anstieg beginnt im Bereich des Meniskus. Der Wärmeübergang erfolgt hier im Wesentlichen durch Strahlung. Der Anstieg setzt sich bis zum Erreichen des Maximalwerts im Sumpf hinein fort. Aufgrund der thermischen Kontraktion und Rückeilung des Halbschalenmaterials sinkt  $\alpha_G(t)$  danach zunächst wieder ab. Unterstützt wird dieser Vorgang durch die thermische Expansion des Walzenwerkstoffs. Erst im Bereich des Stumpfs kann

$\alpha_G(t)$  wieder ansteigen, weil die Halbschalen durch den Umformungsprozess mechanisch auf die Oberflächen der Gießwalzen gedrückt werden. Aufgrund der vergleichsweise geringen Walzkraft ist der Anstieg zwar erkennbar, aber im Vergleich zu den Berechnungen in [13] viel geringer.

Der zeitliche Verlauf von  $\alpha_G(t)$  unterliegt statistischen Schwankungen. Bislang war die Ungleichmäßigkeit des Wärmeübergangs durch die Ergebnisse numerischer Berechnungen von Temperaturfeldern im Sumpf [181] und durch Beobachtungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche des gegossenen Bands unmittelbar nach Verlassen der Gießmaschine [183] bekannt.

Der Umfang in dem diese statistischen Schwankungen auftreten, hängt von den Gießbedingungen während des Zweiwalzen-Gießprozesses ab. Anhand der Standardabweichung von  $\alpha_G(t)$  ist zu erkennen, dass sowohl die Verminderung der Gießgeschwindigkeit als auch die Erhöhung der Oberflächenrauigkeit die statistischen Schwankungen von  $\alpha_G(t)$  reduzieren. Der Einfluss der Oberflächenrauigkeit ist im Vergleich zum BC-Verfahren stärker ausgeprägt. Die Gießgeschwindigkeit und Oberflächenrauigkeit beeinflussen sich gegenseitig in ihrer Wirkung auf die statistischen Schwankungen von  $\alpha_G(t)$ . Die gegenseitige Beeinflussung verschiedener Gießparameter war bisher nur in Bezug auf Gießgeschwindigkeit und Umgebungsgas bekannt [202]. Die Untersuchungen in [79] zeigen, dass die Verwendung von Helium anstatt von Luft, einen ähnlich positiven Einfluss auf die Oberflächenqualität des gegossenen Bandes aus der Stahlsorte DC04 ausübt, wie das Mikrolegieren der Stahlsorte DC04 mit Titan ( $< 0,1\%$ ). In [15] stellte man anhand der Dicke von Stahlbändern (DC04 mikrolegiert mit Titan) fest, dass neben der Oberflächenqualität auch die Produktivität des TRC-Verfahrens deutlich ansteigt. Die Auswertungen eigener TRC-Versuche zeigen, dass durch das Mikrolegieren mit Titan,  $\alpha_G(t)$  ansteigt und die Standardabweichung von  $\alpha_G(t)$  reduziert wird. Die Wirkung des Mikrolegierens mit Titan ist mit Gießwalzen aus X40CrMoV5 – 1 und Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 1 \mu m$  (hoher Wärmeübergang) besonders gut zu erkennen; mit Gießwalzen aus CuNi3Si und  $R_a = 7 \mu m$  (geringer Wärmeübergang) lässt sich der Effekt nicht abbilden.

Der Wärmeübergang steuert den Erstarrungsprozess. Besonders deutlich ist dies anhand der Wachstumsgeschwindigkeit  $dx_S/dt$  und des Temperaturgradienten  $dT_S/dx$  an der Phasengrenze in Abhängigkeit von  $\alpha_G$  zu erkennen. In konventionellen Gießprozessen sind diese Größen nicht unabhängig voneinander wählbar, sondern über den Wärmeübergang miteinander gekoppelt. Diese für die Größe und die Form der Körner im Primärgefüge relevanten Parameter steigen mit  $\alpha_G$  an. Lichtmikroskopisch ist nicht das Primärgefüge, sondern ein Gefüge zu erkennen, das während der Abkühlung außerhalb der TRC-Anlage durch Phasenumwandlung aus dem Primärgefüge entstanden ist. Der Einfluss von  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  ist daher nur indirekt anhand des Gefüges zu erkennen. Im Schliiffbild zeigen die Bänder aus DC04 das Gefüge eines unlegierten kohlenstoffarmen Stahls, bestehend aus feinnadeligem Widmanstätten-Ferrit und feinstreifigem Perlit an den Korngrenzen. Mit dem Anstieg von  $dx_S/dt$  und  $dT_S/dx$  wird das Gefüge feinkörniger. Das Mikrolegieren mit Titan ist eine Alternative zur Änderung des Wärmeübergangs, um Einfluss auf die Morphologie des Gefüges zu nehmen. Im Gefüge der entsprechenden Bänder hat der Ferrit eine dendritisch globulitische Morphologie.

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$a$	Temperaturleitfähigkeit	$cm^2/s$
$A$	Fläche, über die Wärme vom Kokillenwerkstoff in die Spitze des Thermoelements übergeht	$cm^2$
$A_C$	Fläche, über die von der Oberflächenbeschichtung des Kokillenwerkstoffs Wärme aufgenommen wird	$cm^2$
$A_G$	Querschnittsfläche der Zwischenschicht zwischen erstarrender Legierung und Kokillenwerkstoff	$cm^2$
$A_{Gas}$	Fläche, über die der Kokillenwerkstoff mit dem Umgebungsgas in Kontakt steht und Wärme aufnimmt	$cm^2$
$A_i$	Fläche, über die von der Schicht $i$ Wärme aufgenommen wird	$cm^2$
$A_M$	Oberfläche des Pools im Bereich des Meniskus, über die Wärme in Form von Strahlung an die Walzenoberfläche abgegeben wird	$cm^2$
$dA_M$	Differential der Fläche $A_M$	$cm^2$
$A_{Metall}$	Fläche, über die der Kokillenwerkstoff mit der erstarrenden Legierung in Kontakt steht und Wärme aufnimmt	$cm^2$
$A_S$	Fläche, über die von der Erstarrungsschicht Wärme aufgenommen wird	$cm^2$
$A_W$	Fläche, über die vom Kokillenwerkstoff Wärme aufgenommen wird	$cm^2$
$dA_W$	Differential der Fläche $A_W$	$cm^2$
$b$	Wärmeeindringkoeffizient	$Ws^{1/2}/cm^2K$
$b_{Schmelze}$	Wärmeeindringkoeffizient der Schmelze	$Ws^{1/2}/cm^2K$
$b_{Kokille}$	Wärmeeindringkoeffizient des Kokillenwerkstoffs	$Ws^{1/2}/cm^2K$
$b_B$	Breite des gegossenen Bandes; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm$
$b_P$	Breite des Pools; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm$
$Bi$	Biot-Zahl	—
$c_p$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$J/gK$
$c_{p,W}$	Spezifische Wärmekapazität des Kokillenwerkstoffs bei konstantem Druck	$J/gK$
$c_{p,S}$	Spezifische Wärmekapazität der erstarrenden Legierung bei konstantem Druck	$J/gK$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$c_{p,TC}$	Spezifische Wärmekapazität des Lötstellenwerkstoffs; Thermoelementspitze	$J/gK$
$c_C$	Kohlenstoffkonzentration in der Schmelze	$Gew. - \%$
$c_{Mn}$	Mangankonzentration in der Schmelze	$Gew. - \%$
$c_{Si}$	Siliziumkonzentration in der Schmelze	$Gew. - \%$
$c_{Ni}$	Nickelkonzentration in der Schmelze	$Gew. - \%$
$c_{Ti}$	Titankonzentration in der Schmelze	$Gew. - \%$
$c_N$	Stickstoffkonzentration in der Schmelze	$Gew. - \%$
$d_W$	Durchmesser der Gießwalzen; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm$
$d_B$	Dicke des gegossenen Bandes; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm$
$E_{TC}$	Messempfindlichkeit des Thermoelements	$J/K$
$f$	Anzahl der Freiheitsgrade eines Gasmolküls	—
$f_{Sol}$	Anteil des Feststoffs	—
$f_{Liq}$	Anteil der Schmelze	—
$Fo$	Fourier-Zahl	—
$F_{A_W \rightarrow A_M}$	Sichtfaktor für den Wärmeübergang durch Strahlung im Bereich des Meniskus von $A_W$ zu $A_M$ ; Zweiwalzen-Gießverfahren	—
$F_{A_M \rightarrow A_W}$	Sichtfaktor für den Wärmeübergang durch Strahlung im Bereich des Meniskus von $A_M$ zu $A_W$ ; Zweiwalzen-Gießverfahren	—
$F_W$	Anstellkraft der Walzen; Zweiwalzen-Gießverfahren	$kN$
$h_P$	Poolhöhe	$cm$
$h_2$	Sekundärdendritenarmabstand	$\mu m$
$\Delta H$	Erstarrungsenthalpie	$J/g$
$K(\delta t)$	Korrelationsfunktion	—
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$J/K$
$l$	Länge	$cm$
$l_B$	Berührlänge; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm$
$m$	Molekülmasse, bezogen auf die Masse des Isotops $^{12}_6C$	—
$m_{TC}$	Masse der Lötstelle; Thermoelement	$g$
$\vec{n}_M$	Normalenvektor von $A_M$ ; Zweiwalzen-Gießverfahren	—
$\vec{n}_W$	Normalenvektor von $A_W$ ; Zweiwalzen-Gießverfahren	—
$Nu$	Nusselt-Zahl	—
$\dot{m}_A$	Abgeführte Masse an Schmelze pro Zeit	$kg/s$
$\dot{m}_Z$	Zugeführte Masse an Schmelze pro Zeit	$kg/s$
$P_{Gas}$	Gasdruck	$Pa$
$Q$	Wärmemenge	$J$
$Q_{\Delta H}$	Wärmemenge aus der Kristallisation der Schmelze	$J$
$Q_T$	Wärmemenge aus der Abkühlung der kristallisierten Schmelze	$J$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$Q_{\Delta T}$	Wärmemenge aus dem Abbau der Schmelzüberhitzung	$J$
$\dot{Q}$	Wärmestrom	$W$
$\dot{q}(x_0, t)$	Wärmestromdichte am Messort im Kokillenwerkstoff	$W/cm^2$
$\dot{q}(0, t)$	Wärmestromdichte an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs	$W/cm^2$
$R_a$	Mittlere Rautiefe	$\mu m$
$R_{a,S}$	Mittlere Rautiefe an der Oberfläche der erstarrenden Legierung im Bereich der Zwischenschicht	$\mu m$
$R_{a,W}$	Mittlere Rautiefe an der Oberfläche der Gießwalze oder der Kokillenwand im Bereich der Zwischenschicht	$\mu m$
$R_C$	Wärmewiderstand der Oberflächenbeschichtung des Kokillenwerkstoffs	$cm^2 K/W$
$R_G$	Wärmewiderstand der Zwischenschicht	$cm^2 K/W$
$R_i$	Wärmewiderstand der Schicht $i$	$cm^2 K/W$
$R_{i+1}$	Wärmewiderstand der Schicht $i + 1$	$cm^2 K/W$
$R_M$	Radius des Meniskus	$cm$
$R_n$	Wärmewiderstand der Schicht $n$	$cm^2 K/W$
$R_{n-1}$	Wärmewiderstand der Schicht $n - 1$	$cm^2 K/W$
$R_S$	Wärmewiderstand der Erstarrungsschicht	$cm^2 K/W$
$R_{Th}$	Gesamtwärmewiderstand	$cm^2 K/W$
$R_W$	Wärmewiderstand des Kokillenwerkstoffs	$cm^2 K/W$
$\vec{r}$	Abstandsvektor zwischen $A_M$ und $A_W$ im Bereich des Meniskus; Zweiwalzen-Gießverfahren	—
$ \vec{r} $	Betrag des Abstandsvektors $\vec{r}$	—
$r$	Quotient aus Wärmeeindringkoeffizient der erstarrenden Legierung und des Walzenwerkstoffs nach [13]; Zweiwalzen-Gießverfahren	—
$t$	Zeit	$s$
$\Delta t$	Zeitlicher Abstand zwischen zwei Temperaturmesswerten	$s$
$t_I$	Berührzeit; Zweiwalzen-Gießverfahren	$s$
$T_{Kokille}$	Temperatur des Kokillenwerkstoffs vor dem Gießprozess	$^{\circ}C$
$T_{Schmelze}$	Temperatur der Schmelze	$^{\circ}C$
$T_{Mess}(x_0, t)$	Gemessene Temperatur am Messort im Kokillenwerkstoff	$^{\circ}C$
$T(x_0, t)$	Wahre Temperatur am Messort im Kokillenwerkstoff	$^{\circ}C$
$T(0, t)$	Temperatur an der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs	$^{\circ}C$
$T(0, t)^{TRC}$	Temperatur an der Oberfläche der Gießwalze	$^{\circ}C$
$T(0, t)^{BC}$	Temperatur an der Oberfläche der Kokillenwand im Bereich der Zwischenschicht	$^{\circ}C$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$T_M$	Temperatur der Zwischenschicht (Kontakttemperatur) bei idealen Bedingungen für den Wärmeübergang	$^{\circ}C$
$T_O(t)$	Temperatur an der Oberfläche der erstarrenden Legierung im Bereich der Zwischenschicht	$^{\circ}C$
$T_O(t)^{TRC}$	Temperatur an der Oberfläche der erstarrenden Legierung im Bereich der Zwischenschicht; Zweiwalzen-Gießverfahren	$^{\circ}C$
$T_O(t)^{BC}$	Temperatur an der Oberfläche der erstarrenden Legierung im Bereich der Zwischenschicht; Steiggießverfahren	$^{\circ}C$
$T_{Liq}$	Liquidustemperatur der Legierung	$^{\circ}C$
$T_{Sol}$	Solidustemperatur der Legierung	$^{\circ}C$
$\Delta T_V$	Differenz zwischen der gemessenen Temperatur und der wahren Temperatur am Messort im Kokillenwerkstoff	$^{\circ}C$
$\Delta T$	Differenz zwischen der Temperatur der Schmelze und der Temperatur des Kokillenwerkstoffs	$^{\circ}C$
$\Delta T(0, t)^{TRC}$	Temperaturanstieg an der Oberfläche der Gießwalze; Zweiwalzen-Gießverfahren	$^{\circ}C$
$\Delta T(0, t)^{BC}$	Temperaturanstieg an der Oberfläche der Kokillenwand; Steiggießverfahren	$^{\circ}C$
$dT/dt(x_0, t)^{TRC}$	Heizrate am Meßort in der Gießwalze; Zweiwalzen-Gießverfahren	$K/s$
$dT/dt(0, t)^{TRC}$	Heizrate an der Oberfläche der Gießwalze; Zweiwalzen-Gießverfahren	$K/s$
$dT_s/dt^{TRC}$	Abkühlrate an der Phasengrenze; TRC-Prozess; Zweiwalzen-Gießverfahren	$K/s$
$dT_s/dx^{TRC}$	Temperaturgradient an der Phasengrenze; Zweiwalzen-Gießverfahren	$K/cm$
$dT/dt(x_0, t)^{BC}$	Heizrate am Meßort in der Kokillenwand; Steiggießverfahren	$K/s$
$dT/dt(0, t)^{BC}$	Heizrate an der Oberfläche der Kokillenwand; Steiggießverfahren	$K/s$
$dT/dt_s^{BC}$	Abkühlrate an der Phasengrenze; Steiggießverfahren	$K/s$
$dT_s/dx^{BC}$	Temperaturgradient an der Phasengrenze; Steiggießverfahren	$K/cm$
$v$	Gießgeschwindigkeit	$cm/s$
$v_W$	Umlaufgeschwindigkeit der Gießwalzen; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm/s$
$x_S$	Dicke der Erstarrungsschicht	$cm$
$x_S^{dB}$	Dicke der Erstarrungsschicht, berechnet aus der gemessenen Banddicke	$cm$
$x_S^{\alpha G}$	Dicke der Erstarrungsschicht, berechnet aus dem Wärmeübergangskoeffizienten	$cm$

Fortsetzung auf der nächsten Seite



Symbol	Bezeichnung	Einheit
$x_W$	Dicke des Kokillenwerkstoffs	$cm$
$x_C$	Dicke der Oberflächenbeschichtung des Kokillenwerkstoffs	$cm$
$x_G$	Dicke der Schicht zwischen erstarrender Legierung und Kokillenwerkstoff (Zwischenschicht)	$cm$
$x_i$	Dicke der Schicht $i$	$cm$
$x_{i+1}$	Dicke der Schicht $i + 1$	$cm$
$x_n$	Dicke der Schicht $n$	$cm$
$x_{n-1}$	Dicke der Schicht $n - 1$	$cm$
$dx_s/dt^{TRC}$	Wachstumsrate an der Phasengrenze; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm/s$
$dx_s/dt^{BC}$	Wachstumsrate an der Phasengrenze; Steiggießverfahren	$cm/s$
$x$	Abstand zwischen der erstarrenden Legierung und der Oberfläche des Kokillenwerkstoffs	$cm$
$x_{MW}$	Abstand zwischen dem Ort auf der Walzenoberfläche, unterhalb dessen die Temperatur in der Walze gemessen wird und der erstarrenden Legierung im Bereich des Meniskus; Zweiwalzen-Gießverfahren	$cm$
$\Delta x$	Teillänge des Walzenumfangs zwischen $x_{Min}$ und $x_{Max}$	$cm$
$\tilde{x}$	Differenz zwischen $d_B/2$ und $h_2/4$	$cm$

## Griechische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$\alpha_G$	Wärmeübergangskoeffizient	$W/cm^2K$
$\alpha_G^{TRC}(t)$	Wärmeübergangskoeffizient im Bereich der Zwischenschicht; Zweiwalzen-Gießverfahren	$W/cm^2K$
$\alpha_G^{BC}(t)$	Wärmeübergangskoeffizient im Bereich der Zwischenschicht; Steiggießverfahren	$W/cm^2K$
$\alpha_{Gas}$	Wärmeübergangskoeffizient für die Bereiche der Zwischenschicht, in denen Wärme über gasgefüllte Hohlräume übertragen wird	$W/cm^2K$
$\alpha_{Metall}$	Wärmeübergangskoeffizient für die Bereiche in der Zwischenschicht, in denen Wärme über den metallischen Kontakt zwischen erstarrender Legierung und Kokillenwerkstoff übertragen wird	$W/cm^2K$
$\alpha_{Strahlung}$	Wärmeübergangskoeffizient für den Wärmeübergang durch Strahlung zwischen der erstarrenden Legierung und dem Kokillenwerkstoff	$W/cm^2K$
$\tilde{\alpha}_{Strahlung}$	Effektiver Wärmeübergangskoeffizient für Strahlung	$W/cm^2K$
$\beta_M$	Winkel zwischen $\vec{n}_M$ und $\vec{r}$ ; Zweiwalzen-Gießverfahren	$^\circ$
$\beta_W$	Winkel zwischen $\vec{n}_W$ und $\vec{r}$ ; Zweiwalzen-Gießverfahren	$^\circ$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$\delta \rightarrow \gamma$	Ferrit-Austenit Umwandlung	—
$\epsilon_W$	Emissionsgrad des Kokillenwerkstoffs	—
$\epsilon_S$	Emissionsgrad der erstarrenden Legierung	—
$\rho$	Dichte	$g/cm^3$
$\rho_{Gas}$	Gasteilchendichte	$1/cm^3$
$\rho_S$	Dichte der erstarrenden Legierung	$g/cm^3$
$\rho_W$	Dichte des Kokillenwerkstoffs	$g/cm^3$
$\rho_B$	Dichte des gegossenen Bands	$g/cm^3$
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$W/cmK$
$\lambda_S$	Wärmeleitfähigkeit der Erstarrungsschicht	$W/cmK$
$\lambda_W$	Wärmeleitfähigkeit des Kokillenwerkstoffs	$W/cmK$
$\lambda_C$	Wärmeleitfähigkeit der Beschichtung des Kokillenwerkstoffs	$W/cmK$
$\lambda_G$	Wärmeleitfähigkeit der Schicht zwischen der erstarrenden Legierung und dem Kokillenwerkstoff (Zwischenschicht)	$W/cmK$
$\lambda_{Gas}$	Wärmeleitfähigkeit des Gases in der Zwischenschicht	$W/cmK$
$\lambda_i$	Wärmeleitfähigkeit der Schicht $i$	$W/cmK$
$\lambda_{i+1}$	Wärmeleitfähigkeit der Schicht $i + 1$	$W/cmK$
$\lambda_n$	Wärmeleitfähigkeit der Schicht $n$	$W/cmK$
$\lambda_{n-1}$	Wärmeleitfähigkeit der Schicht $n - 1$	$W/cmK$
$\lambda_{Liq}$	Wärmeleitfähigkeit der Schmelze	$W/cmK$
$\lambda_{Sol}$	Wärmeleitfähigkeit der erstarrten Legierung	$W/cmK$
$\Psi_n(x)$	Koeffizientenfunktion; Indirekte Lösung des Wärmeleitproblems nach [82]	$1/m^n$
$\Psi_{2n+1}(x)$	Koeffizientenfunktion; Indirekte Lösung des Wärmeleitproblems nach [82]	$1/m^{2n+1}$
$\Psi_{2n}(x)$	Koeffizientenfunktion; Indirekte Lösung des Wärmeleitproblems nach [82]	$1/m^{2n}$
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante	$W/m^2K^4$
$\sigma_{Gas}$	Wirkungsquerschnitt; Gasmoleküle	$m^2$
$\Theta(t)$	Änderung des Abstands zwischen der erstarrenden Legierung und der Gießwalzenoberfläche zwischen $x_{Min}$ und $x_{Max}$ beim Zweiwalzen-Gießverfahren	$m$
$\zeta_{Metall}$	Anteil von $\alpha_{Metall}$ an $\alpha_G$	—
$\zeta_{Gas}$	Anteil von $\alpha_{Gas} + \alpha_{Strahlung}$ an $\alpha_G$	—

---

## Acronyme

Symbol	Bezeichnung
<i>TRC</i>	Zweiwalzen-Gießverfahren (engl. <b>T</b> win <b>R</b> oll <b>C</b> asting)
<i>BC</i>	Steiggießverfahren (engl. <b>B</b> ottom <b>C</b> asting)
<i>MS</i>	Meltspin-Verfahren
<i>SC</i>	Stranggießverfahren (engl. <b>S</b> trand <b>C</b> asting)
<i>DC04</i>	Unlegierter kaltgewalzter Tiefziehstahl nach DIN EN 10020



# Literaturverzeichnis

- [1] HENTRICH, R. ; DUBKE, M. ; FUNK, H. J. ; HANKE, K. H. ; LOH, J. ; KUHLMANN, S.: Das Dünnbandgießprojekt der Krupp Stahl AG und der VDM Nickel AG. In: *Stahl und Eisen* 111 (1991), Nr. 2, S. 51
- [2] REICHELT, W. ; KAPELLNER, W. ; STEFFEN, R.: Endabmessungsnahe Herstellung von Flachprodukten. In: SCHWERDTFEGER, K. (Hrsg.): *Metallurgie des Stranggießens*, Verlag Stahl Eisen, 1992, S. 589
- [3] SIMON, F. J.: *Mehrgrößenregelung für das Dünnbandgießen*. Dissertation, RTWH Aachen, 2000
- [4] BIRAT, J. P.: The relevance of Sir Henry Bessemers ideas to the steel industry in the twenty-first century. In: *Ironmaking and Steelmaking* 31 (2004), Nr. 3, S. 183
- [5] GUTHRIE, R. I. L. ; ISAC, M. ; KIM, J. u. a.: Measurements, Simulations and Analysis of Instantaneous Heat Fluxes from Solidifying Steels to the Surfaces of Twin Roll Casters and of Aluminium to Plasma-Coated Metal Substrates. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 31B (2000), Nr. 8, S. 1031
- [6] ZIMMERMANN, H.: *Oberflächenrisse beim Dünnbandgießen von Stahl*. Dissertation, RTWH Aachen, 2000
- [7] BÜCHNER, A. R.: Thin Strip Casting of Steel With a Twin Roll Caster - Correlations between Process Parameters. In: *Steel Research* 68 (1997), Nr. 6, S. 249
- [8] STEFFEN, R. ; TACKE, K. H.: Stand des Bandgießens von Stahl. In: *Stahl und Eisen* 119 (1999), Nr. 6/7, S. 129
- [9] HECKMANN, C. J.: *Schmelzenzufuhr und Bandoberflächenqualität beim Zweirollengießverfahren*. Dissertation, TU Clausthal, 2004
- [10] WANG, B. ; ZHANG, J.-Y. ; FAN, J.-F. u. a.: Modelling of Melt Flow and Solidification in the Twin-Roll Strip Casting Process. In: *Steel Research* 80 (2009), Nr. 3, S. 218
- [11] GUTHRIE, R. I. L. ; ISAC, M. ; LI, D.: Ab-initio Predictions of Interfacial Heat Flows during the High Speed Casting of Liquid Metals in Near Net Shape Casting Operations. In: *Steel Research International* 81 (2010), Nr. 10, S. 891
- [12] SCHMITZ, W. J.: *Beitrag zum endabmessungsnahen Gießen dünner Stahlbänder nach dem Zweirollenverfahren*. Dissertation, RTWH Aachen, 1991
- [13] BÜCHNER, A. R.: *Aufstellung eines Prozeßmodells für endabmessungsnahes Blechgießen durch Versuche an einem hochinstrumentierten Doppelroller - Abschlussbericht zum Forschungsvertrag 7210-CA/148*. Europäische Kommission, 1997
- [14] HEHL, B.: *Untersuchungen zu Bandentstehung und Gefügeausbildung beim Zweirollen-Verfahren am Beispiel dünner Bänder*. Dissertation, RWTH Aachen, 1993

- 
- [15] GIRGENSOHN, A.: *Eigenschaften von Stahlbändern vergossen nach dem Zweirollen-gießverfahren*. Dissertation, TU Braunschweig, 1998
- [16] KOPP, R. ; BADOWSKI, M. ; LAUSCHER, J. u. a.: Massnahmen zur Verbesserung der Oberflächenqualität von direktgegossenen Stahlbändern. In: 19. *Aachener Stahlkolloquium – Umformtechnik Stahl und NE-Werkstoffe*, Verlag Mainz, 2004, S. 219
- [17] FLETCHER, L.: Recent Developments in Contact Conductance Heat Transfer. In: *Journal of Heat Transfer* 110 (1988), Nr. 4B, S. 1059
- [18] BECK, J. V. ; BLACKWELL, B. ; CHARLEST, R. St. C.: *Inverse Heat Conduction*. Wiley, 1985
- [19] YASUNAKE, H. ; TANIGUCHI, K. ; KOKITA, M. u. a.: Surface Quality of Stainless Steel Type 304 by Twin Roll Type Strip Caster. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 35 (1995), Nr. 6, S. 784
- [20] LITTERSCHEIDT, H.: Bandgießen nach dem Zwei-Rollen-Verfahren - Stand der Entwicklung bei der Thyssen Stahl AG. In: *Stahl und Eisen* 111 (1991), Nr. 2, S. 61
- [21] HIRT, G.: *Beitrag zur Auslegung und Simulation von Gießwzprozessen*. Dissertation, RTWH Aachen, 1988
- [22] LECHNER, M. ; REITER, J. ; BERNHARD, C. u. a.: Bestimmung und Bedeutung der Randbedingungen für die Simulation von Stranggießprozessen. In: *Berg- und Hüttenmännische Monatshefte* 149 (2003), Nr. 3, S. 101
- [23] HAMADOU, H. ; SENK, D.: Numerische Simulation der Erstarrung von Stählen beim Stranggießen. In: *Tagungsband zum 18. Aachener Stahlkolloquium - Metallurgie von Eisen und Stahl*, Verlag Mainz, 2003, S. 187
- [24] SENK, D. ; WANS, J.: Erstarrungsmodellierung für die Herstellung von Flachprodukten aus Stahl. In: *Freiberger Forschungshefte - Werkstofftechnologie* 301 (2000), S. 62
- [25] VOLKOVA, O.: *Mathematische Modellierung und experimentelle Untersuchung der Schnellerstarrung von Stählen*. Dissertation, TU Bergakademie Freiberg, 2000
- [26] MIAO, Y. C. ; ZHANG, X. M. ; WANG, G. D. u. a.: Simulation of the Twin Roll Stainless Strip Casting Process. In: *Acta Metallurgica Sinica* 14 (2001), Nr. 3, S. 199
- [27] OHLER, C. ; ODENTHAL, H. J. ; PFEIFER, H. u. a.: Strömungs- und Erstarrungs-simulation beim Bandgießen. In: *Tagungsband des 18. Aachener Stahlkolloquium -Metallurgie von Eisen und Stahl*, Verlag Mainz, 2003, S. 237
- [28] FUKASE, H. ; OSADA, T. ; OTSUKA, H. u. a.: Solidification Model for Steel Strip Casting. In: *ISS Transactions* (2003), Nr. 7, S. 48
- [29] SARIGLU, K. ; THEVOZ, P.: Simulation of Solidification Process Used in Twin Roll Casting / Calcom SA Parc Scientifique - EPFL Lousanne. 1991. – Forschungsbericht
- [30] XING, C. ; ZHAI, Q.: Heat Transfer Characteristic of Molten Pool for Twin Roll Strip Casting. In: *Iron and Steel Reasearch International* 11 (2004), Nr. 6, S. 14
- [31] STOECKER, H.: *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 2000

- 
- [32] HO, K. ; PEHLKE, R. D.: Metal-Mold Interfacial Heat Transfer. In: *Metallurgical Transactions* 16B (1985), S. 585
- [33] WAN, X. ; PEHLKE, D.: Using Helium to Increase Heat Transfer of the Metal Mould Interface in Permanent Mould Casting. In: *Transactions of the American Foundrymen Society* (2004), S. 193
- [34] DOUR, G. ; DARGUSCH, M. ; DAVIDSON, C.: Recommendations and guidelines for the performance of accurate heat transfer measurements in rapid forming processes. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006), S. 1773
- [35] KISS, M.: Der Wärmeübergang zwischen sich berührenden metallischen Flächen. In: *EIR Bericht* (1963), Nr. 47, S. 714
- [36] TOULOUKIAN, Y. ; POWELL, R. W. ; HO, C. Y. u. a.: *Thermal Conductivity. Metallic Elements and Alloys - Thermophysical Properties of Matter*. IFI-Plenum Publishing Corporation, 1970
- [37] KM-KABELMETAL: *KM-Alloys for Casting Moulds*. Werkstoffdatenblatt, 1993
- [38] GALE, W. F. ; TOTEMEIER, T. C.: *Smithells Metals Reference Book*. Elsevier, 2004
- [39] PLUSCHKELL, W.: *Persönliche Mitteilung*. TU-Clausthal, 2008
- [40] KURZ, W. ; FISCHER, D. J.: *Fundamentals of Solidification*. Trans Tech Publications, 1998
- [41] TACKE, K. H. ; GNAUK, J.: Phase and Structure Modelling. In: *Improvement of the internal quality by controlling the microstructure of microalloyed cast steel - Abschlussbericht zum Forschungsvertrag 7210-CA/182*, European Commission, 2001, S. 101
- [42] HILZINGER, H. R. ; WARLIMONT, H.: Herstellung amorpher Metalle durch rasche Abschreckung aus dem Schmelzzustand. In: SAHM, P. R. (Hrsg.): *Erstarrung metallischer Schmelzen*, DGM, 1981, S. 75
- [43] FROMMEYER, G. ; VOGT, E.: Rasche Erstarrung von Schmelzen. In: SCHWERDT-FEGER, K. (Hrsg.): *Metallurgie des Stranggießens*, Verlag Stahl Eisen, 1992, S. 605
- [44] GRIGULL, U. ; SANDER, H.: *Wärmeleitung*. Springer Verlag, 1986
- [45] BADOWSKI, M. ; HENTSCHEL, L. ; KOPP, R. u. a.: Strip Formation and Process Stability in Twin Roll Strip Casting. In: *Steel Research* 72 (2001), Nr. 11+12, S. 484
- [46] BILONI, H. ; BOETTINGER, W. J.: Solidification. In: CAHN, R. W. (Hrsg.) u. a.: *Physical Metallurgy*, Elsevier Science, 1996, S. 670
- [47] WANG, G. X. ; MATTHYS, E. F.: On the Heat Transfer at the Interface Between a Solidifying Metal and a Solid Substrate. In: MATTHYS, E. F. (Hrsg.) u. a.: *Melt Spinning, Strip Casting and Slab Casting*, The Minerals, Metals and Materials Society, 1996, S. 295
- [48] FENECH, H. ; ROHSENOW, W. M.: *Thermal Conductance of Metallic Surfaces in Contact*. The United States Atomic Energy Commission- NYO 2136, Contract AT(30-1)-2079, 1959

- 
- [49] FRIED, E.: Thermal Conduction Contribution to Heat Transfer at Contacts. In: TYE, R. P. (Hrsg.): *Thermal Conductivity*, Academic Press, 1969
  - [50] PRATES, M. ; BILONI, H.: Variables Affecting the Nature of the Chill Zone. In: *Metallurgical Transactions* 3 (1972), Nr. 6, S. 1501
  - [51] WEISSMANTEL, C.: *Grundlagen der Festkörperphysik*. Johan Ambrosius Barth Verlag, 1995
  - [52] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*. Springer Verlag, 2000
  - [53] BEITZ, W. ; KÜTTNER, K. H.: *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer Verlag, 1981
  - [54] HOLMANN, J. P.: *Heattransfer*. McGraw-Hill Book, 2002
  - [55] HO, K. ; PEHLKE, R. D.: Mechanisms of Heat Transfer at a Metal-Mold Interface. In: *Transactions of the American Foundrymen Society* 92 (1984), Nr. 3, S. 587
  - [56] JACOBI, H.: Gießen und Erstarren unter Vakuum und definierter Gasatmosphäre. In: *Stahl und Eisen* 96 (1976), Nr. 20, S. 964
  - [57] SHAH, N. A. ; MOORE, J. J.: Effect of Thermal Conditions and Alloying Constituents (*Ni, Cr*) or Macrosegregation in Continuously Cast High-Carbon 0,8 Pct, Low-Alloy Steel. In: *Metallurgical Transactions* 20B (1989), Nr. 12, S. 893
  - [58] GIECK, K.: *Technische Formelsammlung*. Gieck Verlag, 1989
  - [59] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 1989
  - [60] HAKEN, H. ; WOLF, H. C.: *Atom- und Quantenphysik*. Springer-Verlag, 1993
  - [61] BORCHERS, H. ; HAUSEN, H. ; HELLWEGE, K. H. u. a.: *Landolt Bernstein-Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik*. Springer Verlag, 1967
  - [62] BAEHR, H. D. ; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Verlag, 2006
  - [63] NYAMEKE, K. ; WEI, H. ; ASKELAND, D.: A Review of Permanent Mould Coatings and Their Effect on Heat Transfer in the Mould. In: *Transactions of the American Foundrymen Society* 143 (1994), S. 869
  - [64] MAN, Y. ; DACHENG, F.: Real Time Analysis on Non-Uniform Heat Transfer and Solidification in Mould of Continuous Casting Round Billets. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 44 (2004), Nr. 10, S. 1696
  - [65] CHOW, C. ; SAMARASEKERA, I. V.: High Speed Continuous Casting of Steel Billets-Part 1: General Overview. In: *Ironmaking and Steelmaking* 29 (2002), Nr. 1, S. 53
  - [66] HARSTE, K.: *Untersuchungen zur Schrumpfung und zur Entstehung von mechanischen Spannungen während der Erstarrung und nachfolgender Abkühlung zylindrischer Blöcke aus Fe-C-Legierungen*. Dissertation, TU Clausthal, 1989
  - [67] WANG, H. ; TSENG, H. L. ; HWANG, W. u. a.: Measurements of Interfacial Heat Transfer Coefficients During the Casting of High Temperature Alloys in Sand Mold and Ceramics Mould. In: STEFANESCU, D. M. (Hrsg.) u. a.: *Proceedings of the International Conference on Modelling of Casting and Welding and Advanced Solidification Processes X*, TMS, 2003, S. 693



- 
- [68] SPITZER, K. H. ; SCHWERTFEGER, R.: *Messung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Kontakt zwischen flüssigem Metall und wassergekühlten Metallbändern*. Untersuchungsbericht 16/91 und DFG Abschlussbericht für das Vorhaben 176/17 – 2, 1991
  - [69] PINHEIRO, C. A. M. ; SAMARASEKERA, I. V. ; BRIMACOMBE, J. K. u. a.: Mould Heat Transfer and Continuously Cast Billet Quality With Mould Flux Lubrication - Part 1 - Mould Heat Transfer. In: *Ironmaking and Steelmaking* 27 (2000), Nr. 1, S. 37
  - [70] NORMANTON, A.: MTM - A Window in the Mould. In: *Proceedings of the 4<sup>th</sup> European Conference on Continuous Casting*, 2002, S. 561
  - [71] TODOROKI, H. ; LERTAROM, R. ; SUZUKI, T. u. a.: Heat Transfer Behaviour of Pure Iron and Nickel Against a Water Cooled Copper Mould During Initial Stage of Solidification. In: *Proceedings of the 80<sup>th</sup> Steelmaking Conference - ISS*, Verlag, 1997, S. 80
  - [72] WANG, G. X. ; MATTHYS, E. F.: Experimental Investigation of Interfacial Thermal Conductance for Molten Metal Solidification on a Substrate. In: *Journal of Heat Transfer* 118 (1996), Nr. 2, S. 157
  - [73] VOGT, E.: *Untersuchung rascher Erstarrungsvorgänge mikrokristalliner Eisenbasislegierungen mittels einer prozessrechner gesteuerten Meltspinnanlage*. Dissertation, RWTH Aachen, 1987
  - [74] MÜHLBACH, H. ; STEPHANI, G. ; SELIGER, R. u. a.: Cooling Rate and Heat Transfer Coefficient During Planar Flow Casting of Microcrystalline Steel Ribbons. In: *International Journal of Rapid Solidification* 3 (1987), S. 83
  - [75] MIZUKAMI, H. ; SUZUKI, T. ; UMEDA, T.: Numerical Analysis for Initial Stage of Rapid Solidification of 18Cr – 8Ni Stainless Steel. In: *Tetsu-to-Hagane* 78 (1992), S. 767
  - [76] LUDWIG, A. ; FROMMEYER, G.: Investigations on the Heat Transfer During PFC-Meltspinning by on Line High Speed Temperature Measurements. In: MATTHYS, E. F. (Hrsg.): *Proceedings of the International Conference on Meltspinning and Strip Casting*, TMS, 1992, S. 163
  - [77] GILLEN, A. G. ; CANTOR, B.: Photocalorimetric Cooling Rate Measurements on a Ni5%Al Alloy Rapidly Solidified by Melt Spinning. In: *Acta Metall* 33 (1985), S. 1813
  - [78] BEWLAY, B. P. ; CANTOR, B.: Photocalorimetric Cooling Rate Measurements on 316L Stainless Steel Rapidly Solidified by Melt Spinning. In: *International Journal of Rapid Solidification* 2 (1986), S. 107
  - [79] DRÜCKER, S.: *Die Bildung und Vermeidung von Zunder beim Zwei-Rollen-Gießverfahren*. Dissertation, TU Berlin, 2001
  - [80] POETSCHKE, S.: *Analytische Behandlung der Lötbruchentstehung und Untersuchung zum direkten Warmwalzen von niedrigkohlenstoffhaltigem, kupfer- und zinnlegiertem Dünnband, erzeugt auf einer Zweiwalzen-Gießanlage*. Dissertation, TU Clausthal, 2005

- 
- [81] SCHMITZ, J. W. ; BÜCHNER, A. R.: Das endabmessungsnahe Gießen dünner Stahlbänder in einer kraftgeregelten Zweirollenanlage vom Bessemer-Typ. In: *Stahl und Eisen* 111 (1991), S. 69
- [82] BURGGRAF, O. R.: An Exact Solution of the Problem in Heat Conduction Theory and Application. In: *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME* 8 (1964), S. 373
- [83] MASOUNAVE, J. ; BLAIN, J. ; ESSADIQI, E. u. a.: The Design and Implementation of the IMRI Strip Caster. In: SAHAI, Y. (Hrsg.) u. a.: *Casting of Near Net Shape Products*, TMS, 1988, S. 473
- [84] NISHIDA, Y. ; DROSTE, W. ; ENGLER, W.: The Airgap Formation Process at the Casting Mold Interface and the Heat Transfer Mechanism Through the Gap. In: *Metallurgical Transactions* 17B (1986), Nr. 12, S. 883
- [85] MUOJEKWU, C. A. ; SAMARASEKERA, I. V. ; BRIMACOMBE, J. R.: Heat Transfer and Microstructure During the Early Stages of Metal Solidification. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 26B (1995), Nr. 4, S. 361
- [86] VOGT, G. ; WÜNNENBERG, K.: Die Verteilung der Wärmestromdichte in Stranggußkokillen. In: *Klepzig Fachberichte* 80 (1972), Nr. H10-EH142, S. 491
- [87] BEYER-STEINHAEUER, H.: *Thermische Walzenbombierung beim Zwei-Rollen-Gießwalzverfahren*. Dissertation, RWTH Aachen, 1993
- [88] HO, K. ; PEHLKE, R. D.: Transient Methods for Determination of Metal Mould Interfacial Heat Transfer. In: *Transactions of the American Foundrymen Society* 80 (1983), Nr. 4, S. 689
- [89] FLEMINGS, M. C. ; POIRIER, D. R. ; BARONE, D. R. u. a.: Microsegregation in Iron-Base Alloys. In: *Journal of the Iron and Steel Institute* 208 (1970), S. 371
- [90] JACOBI, H.: Mikrosegierung und Einschlufbildung bei der Erstarrung. In: SCHWERTFEGGER, K. (Hrsg.): *Metallurgie des Stranggießens*, Verlag Stahl Eisen, 1992, S. 125
- [91] LÖSER, W. ; THIEM, S. ; JURISCH, M.: Solidification Modelling of Microstructures in Near Net Shape Casting of Steel. In: *Materials Science and Engineering A173* (1993), S. 323
- [92] THIEM, S. ; LÖSER, W. ; JURISCH, M.: Solidification Modelling of Microstructure in Twin-Roller Thin Strip Casting of Stainless Steels. In: *Steel Research* 64 (1993), Nr. 6, S. 307
- [93] LECLERQ, A.: *Thermische und mechanische Vorgänge in einer Stranggießkokille. EGKS-Projekt 6210-50*. Europäische Kommission, 1975
- [94] SCHUMANN, H.: *Metallographie*. VEB Deutscher Verlag für die Grundstoffindustrie, 1989
- [95] FISCHMEISTER, H. F. ; RIEDL, R. ; KARAGÖZ, P.: Solidification of High-Speed Tool Steels. In: *Metallurgical Transactions A* 20A (1989), Nr. 10, S. 2133
- [96] OKAMOTO, T.: *Iron and Steel Handbook*. The Iron and Steel Institute of Japan - International, 1981

- 
- [97] SUGIYAMA, M. ; UMEDA, T. ; MATSUYAMA, Y.: Microsegregation and Microstructure in 18Cr-8Ni Austenitic Stainless Steels. In: *Tetsu to Hagane* 60 (1974), Nr. 7, S. 1094
- [98] WOLF, M. ; CLYNE, T. W. ; KURZ, W.: Microstructure and Cooling Conditions of Steel Solidified in the Continuous Casting Mould. In: *Archiv für das Eisenhüttenwesen* 53 (1982), S. 91
- [99] MUKUNTHAN, K. ; DE SYLVA, F. ; STREZOV, L. u. a.: Evolution of Microstructures During the Solidification of 304 Austenitic Stainless Steel. In: *La Metallurgica Italiana* (2002), Nr. 7-8, S. 39
- [100] KASAMA, A. ; MIZUGUCHI, H. ; MIYAZAWA, K. u. a.: A Consideration on the Rapid Solidification of Steels - Solidification of Steel by Twin Roll Caster. In: DAUBY, P. H. (Hrsg.): *Near Net Shape Casting*, The Iron and Steel Society, 1987, S. 59
- [101] KOPP, R. ; WIEGELS, H.: *Einführung in die Umformtechnik*. Verlag der Augustiner Buchhandlung, 1998
- [102] SUZUKI, M. ; YU, C. H. ; SATO, H. u. a.: Origin of Heat Transfer Anomaly and Solidifying Shell Deformation of Peritectic Steels in Continuous Casting. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 36 (1996), Nr. 4, S. 171
- [103] SUZUKI, M. ; CHO, J. W. ; SATO, H. u. a.: Analysis of Heat Transfer and Solidification Shell Deformation in Mould in High Speed Continuous Casting of Peritectic Medium Carbon Steels. In: *Proceedings of the Steelmaking Conference*, ISS, 1998, S. 165
- [104] CETINKALE, T. N. ; FISHENDEN, M.: Thermal Conductance of Metal Surfaces in Contact. In: *Proceedings of the General Discussion on Heat Transfer*, The Institution of Mechanical Engineers and ASME, 1951, S. 271
- [105] HELD, W.: *Der Wärmeübergang zwischen bearbeiteten Oberflächen*. Dissertation, TH Braunschweig, 1953
- [106] ROSS, A. M. ; STOUTE, R. L.: *Heat Transfer Coefficient Between UO<sub>2</sub> and Zircaloy-2*. AECL, 1952
- [107] OMALLEY, R. J. ; KARABIN, M. E.: A Theoretical and Experimental Study of the Roll Casting Process. In: SAHAI, Y. (Hrsg.) u. a.: *Modeling and Control of Casting and Welding Processes*, AIME, 1986, S. 149
- [108] HLINKA, J. W. ; BURGO, J. A. ; CONARTY, T. J.: Modeling and Design of Twin Roll Casters. In: SAHAI, Y. (Hrsg.) u. a.: *Casting of Near Net Shape Products*, The Metallurgical Society, 1988, S. 115
- [109] KASAMA, A.: Twin Drum Casting Process for Stainless Steel Strip. In: *Proceedings of the International Conference on New Smelting Reduction and Near Net Shape Casting Technologies for Steel*, The Korean Institute of Metals, 1990, S. 643
- [110] FUJITA, Y. ; SATO, H. ; KITAGAWA, G. u. a.: Solidification and Roll-Bonding of Shells in Twin-Roll Casting Process. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 29 (1989), Nr. 6, S. 495
- [111] MIYAZAWA, K. ; MIZOGUCHI, T. ; NAKAMURA, M. u. a.: The Formation of Thin Steel Strip in a Laboratory Scale Twin Roll Casting. In: *Casting of Near Net Shape Products*, The Metallurgical Society of Japan, 1988

- 
- [112] NISHIOKA, T. ; TSUCHIDA, H. ; KITIGAWA, Y. u. a.: Considerations on Twin-Roll Casting Process for Production of Thin Walled castings. In: *Tetsu to Hagane* 71 (1985), S. A241
  - [113] YUKUMOTO, M. ; YAMANE, H.: Thin Strip Casting of Ni Base Alloy by Twin Roll Process. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 35 (1995), Nr. 6, S. 778
  - [114] OZAWA, M. ; KOGIKU, F. ; YUKUMOTO, M. u. a.: Heat Transfer Analysis of Twin Roll Casting. In: GIAMEI, A. F. (Hrsg.) u. a.: *Modeling of Casting and Welding Processes IV*, TMS, 1988, S. 225
  - [115] CARON, S. ; ESSADIQI, E. ; HAMEL, G. G. u. a.: Numerical Modeling of Heat Transfer in High Productivity Rate Twin Roll Casting Process. In: BICKERT, C. M. (Hrsg.): *Light Metals 1994*, The Minerals, Metals and Materials Society, 1990, S. 967
  - [116] ESSADIQI, E. ; SAHOO, M. ; MORIN, G. u. a.: *Near Net Shape Casting of Stainless Steel by Single Roll and Plates Simulator*. The Canadian Institute of Mining and Metallurgy, 1989. – 312 S.
  - [117] SHIN, Y. K. ; KANG, T. ; REYNOLDS, T. u. a.: Development of Twin Roll Strip Caster for Sheet Steel. In: *Ironmaking and Steelmaking* 22 (1995), Nr. 1, S. 35
  - [118] TAVARES, R. P. ; ISAC, M. ; HAMEL, F. G. u. a.: Instantaneous Interfacial Heat Fluxes During the 4 to 8 m/min Casting of Carbon Steels With a Twin-Roll Caster. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 32B (2001), Nr. 2, S. 55
  - [119] MIZOGUCHI, T. ; MIYAZAWA, K.: Formation of Solidification Structure in a Twin Roll Rapid Solidification Process. In: *Proceedings of the First European Conference on Advanced Materials and Processes - EUROMAT 89*, DGM, 1989, S. 93
  - [120] FIEDLER, H. ; JURICH, M. ; PREISS, P. u. a.: Thin Strip Casting by a Twin Roll Pilot Plant. In: *Materials, Science and Engineering* A133 (1991), S. 671
  - [121] YAMANE, H. ; YUKUMOTO, M. ; OZAWA, M. u. a.: Mathematical Analysis of Rapid Solidification by Twin Roll Casting. In: *Proceedings of the 10<sup>th</sup> PTD Conference*, AIME, 1992, S. 343
  - [122] HIRANO, S. ; YASUDA, K. ; KODAMA, H. u. a.: Calculation of Heat Transfer Coefficient at Roll-Solidified Shell Interface of Twin-Roll Type Caster. In: *Tetsu-To-Hagane* 79 (1993), Nr. 6, S. 41
  - [123] TAKESHITA, K. ; SHINGU, P. H.: Thermal Contact During the Cooling by the Single Roller Chill Block Casting. In: *Transactions of the Japan Institute of Metals* 27 (1986), Nr. 6, S. 454
  - [124] VINCENT, A. J. ; BEWLAY, B. ; CANTOR, B. u. a.: Cooling Rates and Microstructure in Planar Flow Cast Ni – 20wt%Al. In: *Journal of Materials Science Letters* (1987), Nr. 6, S. 121
  - [125] GONG, Z. ; WILDE, P. ; MATTHYS, E. F.: Numerical Modelling of the Planar Flow Melt-Spinning Process and Experimental Investigation of its Solidification Puddle Dynamics. In: *International Journal of Rapid Solidification* (1991), Nr. 6, S. 1

- 
- [126] HUANG, C. ; FIEDLER, H. C.: Effect of Wheel Surface Conditions on the Casting of Amorphous Metal Ribbons. In: *Metallurgical Transactions* 12A (1981), Nr. 6, S. 1107
  - [127] MUHLBACH, H. ; STEPHANI, G. ; SELGER, R. u. a.: Cooling Rate and Heat Transfer Coefficient During Planar Flow Casting of Microcrystalline Steel Ribbons. In: *International Journal of Rapid Solidification* 3 (1987), S. 83
  - [128] DAVIES, H. A.: Solidification Mechanisms in Amorphous and Crystalline Ribbon Casting. In: STEEB, S. (Hrsg.) u. a.: *Rapidly Quenched Metals*, Elsevier Science Publishers, 1985, S. 101
  - [129] WORRINGTON, D. H. ; DAVIES, H. A. ; SHOHOJI, N.: Estimation of Cooling Rate During Rapid Solidification Processing of Ni Based Superalloys Using a Photograph. In: MASUMOTO, T. (Hrsg.) u. a.: *Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Rapidly Quenched Metals*, Elsevier Science Publishers, 1982, S. 69
  - [130] TENWICK, M. J. ; DAVIES, H. A.: In: STEEB, I. (Hrsg.) u. a.: *The Mechanism of Ribbon Formation in Melt Spun Copper and Copper-Zirkonium*, Elsevier Science Publishers, 1982, S. 69
  - [131] KATGERMAN, L. ; VAN DER BRINK, P. J.: A Mathematical Model for Meltspinning of Crystalline Alloys. In: MASUMOTO, T. (Hrsg.) u. a.: *Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Rapidly Quenched Metals*, Elsevier Science Publishers, 1982, S. 61
  - [132] VOGT, E.: On the Heat Transfer Mechanism in the Meltspinning Process. In: *International Journal of Rapid Solidification* 3 (1987), S. 131
  - [133] STADLER, P.: *Beitrag zur Erstarrungsstruktur und Makroseigerung bei Stranggüßqualitäten*. Dissertation, TU Clausthal, 1981
  - [134] ALBERNY, R. ; LCLERCQ, A. ; AMAURY, D. u. a.: La lingotière de coulée continue de brames et son bilan thermique. In: *CIT* 33 (1976), Nr. 11, S. 2469
  - [135] URBANOVICH, L. I. ; GORYAINOV, V. A. ; EMEL'YANOV, V. A. u. a.: Calculations of the Solidification of a Continuously Cast Strand in Radial Continuous Casting Machines. In: *Izvestiya VUZ Chernaya Metallurgiya* 5 (1977), S. 55
  - [136] HENSEL, A. ; SPITTEL, T.: *Kraft- und Arbeitsbedarf bildsamer Formgebungsverfahren*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1978
  - [137] MIZOGUCHI, T. ; MIYAZAWA, K. ; UESHIMA, Y.: Effect of Casting Atmosphere on the Formation of Strip Surface in Twin Roll Casting Process. In: *Tetsu-to-hagane* 80 (1994), Nr. 1, S. 36
  - [138] STREZOV, L. ; BELTON, G. R.: Mechanisms of Initial Melt/Substrate Heat Transfer Pertinent to Strip Casting. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 31B (2000), Nr. 8, S. 1025
  - [139] JACOBI, H.: Einfluss der  $\delta - \gamma$  Umwandlung des Eisens auf den Wärmeübergang zwischen Block und wassergekühlter Kupferkokille. In: *Archiv des Eisenhüttenwesens* 47 (1976), Nr. 6, S. 345
  - [140] HENZLER, M. ; GÖPEL, W.: *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Teubner Verlag, 1994

- 
- [141] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. u.a.: *Taschenbuch der Mathematik*. Harry Deutsch Verlag, 2001
  - [142] STREZOV, L. ; HERBERTSON, J.: Experimental Studies of Interfacial Heat Transfer and Initial Solidification Pertinent to Strip Casting. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 38 (1998), Nr. 9, S. 959
  - [143] TAHA, M. A. ; EL-MAHALLAWI, N. A. ; EL-MESTEKAWI, M. T. u. a.: Estimation of Air Gap and Heat Transfer Coefficient at Different Faces of Al and Al-Si Castings Solidifying in Permanent Mould. In: *Materials Science and Technology* 17 (2001), S. 1093
  - [144] JEONG, I. ; KIM, H. ; PARK, C. M. u. a.: Quality and Microstructural Aspects of AISI 304 Steel Sheets by Twin Roll Stripcasting Process. In: *International Symposium of Modern LC and ULC Sheet Steel for Cold Forming*, Verlag, 1998, S. 97
  - [145] BADOWSKI, M.: *Die Primärerstarrung beim Dünnbandgießen – Einfluss auf die Bandbildung und Produktqualität*. Dissertation, RTWH Aachen, 2005
  - [146] WOLF, K. L.: *Physik und Chemie der Grenzflächen*. Springer Verlag, 1957
  - [147] PHINICHKA, N. ; MISRA, P. ; FANG, Y. u. a.: Initial Solidification Phenomena in the Casting of Steels. In: *Proceedings of the Dr. Manfred Wolf Symposium - Innovation and Excellence in Continuous Casting*, Furch Verlag, 2002, S. 46
  - [148] NOLLI, P. ; CRAMB, A. W.: Interaction between Iron Droplets and  $H_2S$  during Solidification: Effects on Heat Transfer, Surface Tension and Composition. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 47 (2007), Nr. 9, S. 1284
  - [149] BLAZEK, K. E.: Mould Heat Transfer During Continuous Casting. In: *Iron and Steelmaker* (1987), Nr. 9, S. 49
  - [150] BLAZEK, K. E.: Mould Heat Transfer During Continuous Casting. In: *Iron and Steelmaker* (1987), Nr. 10, S. 36
  - [151] BLAZEK, K. E.: Mould Heat Transfer During Continuous Casting. In: *Iron and Steelmaker* (1987), Nr. 11, S. 42
  - [152] GRILL, A. ; BRIMACOMBE, K. E.: Influence of Carbon Content on Rate of Heat Extraction in the Mould of a Continuous Casting Maschine. In: *Ironmaking and Steelmaking* (1976), Nr. 3, S. 76
  - [153] SAEKI, T. ; OOGUCHI, S. ; MIZUGUCHI, S. u. a.: Effect Irregularity in Solidified Shell Thickness on Longitudinal Surface Cracks in CC Slabs. In: *Tetsu to Hagane* 68 (1982), S. 1773
  - [154] HECHT, M. ; ZHU, Z. ; LACHMUND, H. u. a.: Mould Investigations on a Thick Slab Caster. In: *Stahl und Eisen/Revue de Metallurgie* Ausgabe (2005), Nr. 11, S. 107
  - [155] TURNBULL, G.: On the Relation Between Crystallisation Rate and Liquid Structure. In: *Journal of Physical Chemistry* 66 (1962), S. 609
  - [156] WANG, G. X. ; MATTHYS, E. F. ; BRIMACOMBE, J. R.: Interfacial Thermal Contact During Rapid Solidification on a Substrate. In: *Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference-Heat Transfer 1994*, 1994, S. 169

- 
- [157] THIEMANN, M. ; BÜCHNER, A. R.: Heat Flux Density and Heat Transfer Coefficient between Steel Melt and Metallic Substrates. In: *Steel Research* 74 (1997), Nr. 11/12, S. 249
- [158] BARTELS, J. ; BORCHERS, H. ; HAUSEN, H. u. a.: *Landolt Bernstein-Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik*. Springer-Verlag, 1963
- [159] RICHTER, F.: *Physikalische Eigenschaften von Stählen und ihre Temperaturabhängigkeit-Polynome und graphische Darstellungen - Stahleisen Sonderberichte 10*. Verlag Stahl Eisen, 1983
- [160] TOULOUKIAN, Y. ; BUYCO, E. H.: *Specific Heat. Metallic Elements and Alloys - Thermophysical Properties of Matter*. IFI-Plenum Publishing Corporation, 1970
- [161] GIGACHER, G. ; BERNHARD, M. ; KRIEGNER, W.: Eigenschaften hochmanganhaltiger Stähle unter stranggießähnlichen Bedingungen. In: *Berg- und Hüttenmännische Monatshefte* 149 (2004), Nr. 3, S. 112
- [162] RAMATI, D. E. ; ABASHIAN, G. J. ; BACKMANN, D. G. u. a.: Forging of Liquid and Partially Solid Sn-15Pct Pb and Aluminium Alloys. In: *Metallurgical Transactions* 9B (1978), Nr. 6, S. 279
- [163] CLAUSING, A. M.: Heat Transfer at the Interface of Dissimilar Metals -The Influence of Thermal Strain. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9 (1966), S. 791
- [164] LEWIS, D. V. ; PARKINS, H. C.: Heat Transfer at the Interface of Stainless Steel and Aluminum-The Influence of Surface Conditions on the Directional Effect. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 11 (1968), S. 1371
- [165] PADGETT, D. L. ; FLETCHER, L.: The Thermal Conductance of Dissimilar Metals. In: *AIAA 3<sup>rd</sup> Joint Thermophysics, Fluids, Plasma and Heat Transfer Conference*, ASME, 1982, S. 1
- [166] NISHIDA, Y. ; MATSUBARA, H.: Effect of Pressure on Heat Transfer at the Metal Mould Casting Interface. In: *British Foundryman* 69 (1976), S. 274
- [167] BOESCHOTEN, F. ; HELD, E. F. M.: The Thermal Conductance of Contacts between Al and Other Materials. In: *Physica* 23 (1957), S. 37
- [168] WAN, X. ; PEHLKE, R. D.: Using Helium to Increase Heat Transfer at the Metal/Mould Interface in Permanent Mold Casting. In: *Transactions of the American Foundry Society* Ausgabe (2004), Nr. 2, S. 193
- [169] SCHMIDTMANN, E. ; MERZ, M.: *Einfluß der chemischen Zusammensetzung von Baustählen auf die im Heißzugversuch ermittelten Zähigkeitseigenschaften im Vergleich zur Rißanfälligkeit beim Stranggießen-FB T85-178*. BMBF, 1985
- [170] SICHİ, I.: Study on Solidification Phenomena of Strip During 10 Ton Scale Twin-Drum Casting. In: *Proceedings of the 8<sup>th</sup> Japan-Germany Seminar*, The Iron and Steel Institute of Japan - International, 1993, S. 186
- [171] FROMMEYER, G.: Herstellung, Gefüge und Eigenschaften mikrokristalliner Legierungen. In: SAHM, P. R. (Hrsg.): *Erstarrung metallischer Schmelzen*, DGM, 1981, S. 7

- 
- [172] JACOBI, H.: *Qualitätsentwicklung bei sauergasbeständigen Großrohrstählen, Anlageband 2, Stranggießtechnologie für die Erzeugung von Brammen mit guter Oberflächenqualität*. Habilitation, TU Clausthal, 1991
- [173] LOULOU, T. ; ARTYUKHIN, E. A. ; BARDON, J. P.: Estimation of Thermal Contact Resistance During the First Stages of Metal Solidification Process - Part 2 - Experimental Set Up and Results. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42 (1999), S. 2129
- [174] KERLIN, T. W. ; MILLER, L. F. ; HASHEMIAN, H. M.: In Situ Response Time Testing of Platinum Resistance Thermometers. In: *ISA Transactions* 17 (1984), Nr. 4, S. 71
- [175] KÖRTVELYESSY, L.: *Thermoelementpraxis*. Vulkan Verlag, 1997
- [176] LAMBERT, N. ; ECONOMOPOULOS, M.: Measurement of the Heat Transfer Coefficient in Metallurgical Processes. In: *Journal of the Iron and Steel Institute* (1970), Nr. 10, S. 917
- [177] RÖMPP: *Chemisches Lexikon*. Georg Thieme Verlag, 1995
- [178] BLECK, W.: *Werkstoffkunde Stahl für Studium und Praxis*. Verlag Mainz, 2004
- [179] KRANKENBERG, H.: *Untersuchung der Walzenrauheit und deren Übertragung auf das Blech beim Walzen im Bereich kleiner Formänderungen*. Dissertation, TU Berlin, 1967
- [180] THESING, L.: *Modellmäßige und experimentelle Behandlung der thermischen und mechanischen Vorgänge beim Dünnbandgießen*. Dissertation, RWTH Aachen, 1994
- [181] JESTRABEK, J.: *Stahlbandherstellung nach dem Zweirollenverfahren - Modellierung des Strömungs- und Temperaturfelds*. Dissertation, RTWH Aachen, 2004
- [182] OHLER, C.: *Physikalische und numerische Simulation von Strömung und Erstarrung beim Bandgießen*. Dissertation, RTWH Aachen, 2004
- [183] BÜCHNER, A. R.: Twin Roll Casting of Steel Strip-Experiments and Model Considerations on Strip Spottines. In: *Steel Research International* 77 (2006), Nr. 11, S. 809
- [184] BÜCHNER, A. R. ; ZIMMERMANN, H.: Cracking Phenomena in Twin Roll Strip Casting of Steel. In: *Steel Research* 73 (2002), Nr. 8, S. 327
- [185] FLEMMINGS, M. C.: *Solidification Processing*. McGraw Hill Book, 1974
- [186] GOSH, M. ; SEN, N. ; PAUL, A. u. a.: Development of Laboratory Scale Thin Strip Caster and Investigation of Direct Casting of AISI 304 Stainless Steel. In: *Ironmaking and Steelmaking* 27 (2000), Nr. 4, S. 310
- [187] WÜNNENBERG, K.: *Möglichkeiten und Grenzen der Wärmeübertragung in Stranggießkokillen*. Vortrag, TU Clausthal, 2002
- [188] MORTIMER, C. E.: *Chemie - Das Basiswissen der Chemie*. Thieme Verlag, 1987
- [189] OETERS, F. ; DRÖMER, H. C.: Wärmeleitung in Festkörpern. In: SAHM, P. R. (Hrsg.): *Erstarrung metallischer Schmelzen*, DGM, 1981, S. 155
- [190] OETERS, F.: Allgemeine Grundlagen der Erstarrung. In: *Metallurgie des Stranggießens*, Stahl Eisen, 1992, S. 35



- 
- [191] NIEDERSTRASSER, J.: *Funkenspektrometrische Stickstoffbestimmung in niedriglegierten Stählen unter Berücksichtigung der Einzelfunkenspektrometrie*. Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Gesamthochschule Duisburg, 2002
- [192] KEMPEN, J.: *Entwicklung eines Simulationsmodells zur Beschreibung der Stickstoffbewegung im Sauerstoffblasprozess*. Dissertation, TU Clausthal, 1995
- [193] SIWKA, J.: Equilibrium Constants and Nitrogen Activity in Liquid Metals and Iron Alloys. In: *The Iron and Steel Institute of Japan - International* 48 (2008), Nr. 4, S. 385
- [194] WU, W. ; DAHL, W. ; JANKE, D.: *Einstellung niedrigster und engbegrenzter Stickstoffgehalte in unlegierten und legierten Eisen- und Stahlschmelzen - EGKS Abschlussbericht zum Forschungsvertrag 7210-CB/107*. Europäische Kommission, 1992
- [195] GLADMAN, T.: Physical metallurgy of microalloyed medium carbon engineering steels. In: *Ironmaking and Steelmaking* 16 (1989), Nr. 4, S. 241
- [196] GIRGENSOHN, A. ; BÜCHNER, A. R. ; TACKE, K. H.: Twin Roll Strip Casting of Low Carbon Steels. In: *Ironmaking and Steelmaking* 27 (2000), Nr. 4, S. 319
- [197] ZIV, I. ; WEINBERG, F.: The Columnar-to-Equiaxed Transition in Al 3 Pct Cu. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 20B (1989), Nr. 10, S. 731
- [198] KRAUSS, G.: Microstructure and Transformation in Steel. In: CAHN, R. W. (Hrsg.) u. a.: *Constitution and Properties of Steel - Materials Science and Technology* 7, Verlag, 1992, S. 3
- [199] BOWER, T. F. ; BRODY, H. D. ; FLEMINGS, M. C.: Measurements of Solute Redistribution in Dendritic Solidification. In: *Transactions of the Metallurgical Society of AIME* 236 (1966), S. 624
- [200] SAFI, M.: *Beitrag zur Erstarrung und zum Ausscheidungsverhalten beim Strang- und Bandgießverfahren von Ti-mikrolegierten Stählen*. Dissertation, RWTH Aachen, 2005
- [201] KUNZE, J.: *Nitrogen and Carbon in Iron and Steel Thermodynamics*. Akademie-Verlag, 1989
- [202] MIZUGUCHI, T. ; MIYAZAWA, K. ; UESHIMA, Y.: Effect of Casting Atmosphere on the Formation of Strip Surface in Twin Roll Casting Process. In: *Tetsu-to-Hagane* 80 (1994), Nr. 1, S. 36



---

## **L E B E N S L A U F**

### **P e r s ö n l i c h e   D a t e n**

NAME: Michael Thiemann

GEBURTSDATUM: 5. Juni 1970

GEBURTSORT: Osnabrück

ELTERN: Ilse Thiemann, geb. Mönter und Horst Thiemann

### **A u s b i l d u n g**

1976 - 1987: Schulausbildung in Osnabrück

1987 - 1990: Berufsausbildung bei der KM Europametal AG  
in Osnabrück

22. MAI 1990: Abschluss als Werkstoffprüfer

1990 - 1993: Comenius-Kolleg in Mettingen

2. JULI 1993: Allgemeine Hochschulreife

10/1994 - 01/2000: Studium der Physik an der Westfälischen  
Wilhelms-Universität in Münster

1995 - 1999: Stipendiat bei der KM Europametal AG in Osnabrück

12. JANUAR 2000: Abschluss als Diplom-Physiker

Thema der Diplomarbeit: ToF-SIMS mit molekularen und atomaren  
Primärionen

10/2002 - 09/2006: Vertiefungsstudium der Metallurgie an der  
Technischen Universität Clausthal

### **Z i v i l d i e n s t**

1993-1994: Kinderheim St. Mauritz in Münster

### **B e r u f l i c h e   T ä t i g k e i t**

02/2000 - 06/2000: Forschungsaufenthalt am chemischen Institut der  
Universität Catania (Sizilien)

09/2000 - 02/2004: Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Metallurgie  
und Prozesstechnik im Max-Planck-Institut für Eisenforschung in Düsseldorf

SEIT 08/2004: Abteilung für Werkstoffe und Berechnung im Zentralbereich Ent-  
wicklung der SMS Siemag AG in Düsseldorf

SEIT 04/2010: Leiter der Arbeitsgruppe Schadensanalyse/ Labor im Zentralbereich Ent-  
wicklung der SMS Siemag AG in Düsseldorf



## EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

HIERMIT ERKLÄRE ICH AN EIDES STATT, DASS DIE EINGEREICHTE DISSERTATION WEDER IN TEILEN NOCH IN IHRER GESAMTHEIT EINER ANDEREN HOCHSCHULE ZUR BEGUTACHTUNG VORLIEGT ODER VORGELEGEN HAT UND DASS ICH BISHER NOCH KEINEN PROMOTIONSVERSUCH UNTERNOMMEN HABE.

MICHAEL THIEMANN



## EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

HIERMIT ERKLÄRE ICH AN EIDES STATT, DASS ICH DIE BEI DER FAKULTÄT FÜR NATUR- UND MATERIALWISSENSCHAFTEN DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT CLAUSTHAL EINGEREICHTE DISSERTATION SELBSTÄNDIG UND OHNE UNERLAUBTE HILFSMITTEL VERFASST UND DIE BENUTZTEN HILFSMITTEL VOLLSTÄNDIG ANGEZEIGT HABE.

MICHAEL THIEMANN

